

# **DRUCKSCHLAGBELASTUNG AUF SCHLANKE ZYLINDRISCHE BAUWERKE DURCH BRECHENDE WELLEN**

- theoretische und großmaßstäbliche Laboruntersuchungen -

Vom Fachbereich für Bauingenieur- und Vermessungswesen  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

von

Dipl.-Phys. Jan Wienke

aus Minden

Berichter:	Prof. Dr.-Ing. H. Oumeraci
Berichter:	Prof. Dr.-Ing. R. Helmig
Prüfer:	Prof. Dr.-Ing. D. Dinkler
Eingereicht am:	11. Mai 2001
Mündliche Prüfung:	17. Juli 2001

2001

Die nachstehende Arbeit ist veröffentlicht in:  
- elektronischer Form unter *<http://www.biblio.tu-bs.de>*

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungszentrum Küste in dem von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Forschungsprojekt „Zylindrische Seebauwerke“ (Ou 1/4-1).

Ich danke meinem Doktorvater, Prof. Oumeraci, für die stete Betreuung dieser Arbeit. Nur Dank der konstruktiven und zielorientierten Unterstützung durch Prof. Oumeraci gelang die zügige Vollendung dieser Arbeit. Die stets zuverlässige und kritische Prüfung der Inhalte förderte die Bearbeitung der Thematik, aber auch das Drängen auf eine übersichtliche Darstellung hat unübersehbare Spuren hinterlassen.

Prof. Helmig danke ich für seine freundliche Bereitschaft, die Aufgaben eines Berichters zu übernehmen. Mein Dank gilt auch Prof. Dinkler als Prüfer und Prof. Wanninger, dem Vorsitzenden der Prüfungskommission.

Unterstützung für meine Arbeit fand ich bei Dr.-Ing. Sparboom, der mir die Freiräume zu der fundierten wissenschaftlichen Bearbeitung der Thematik schuf. Für die gute Zusammenarbeit danke ich Kai Irschik.

Die Experimente im Großen Wellenkanal des Forschungszentrums Küste konnten nur durch die Unterstützung des Teams am Großen Wellenkanal realisiert werden. Mein Dank gilt den Herren Bergmann, Grüne, Junge, Malewski, Schmidt-Kopenhagen und Westerbuhr.

Mühselige Teile der Versuchsauswertung wurden von Alexander Kroeck übernommen.

Grundlagen für das methodische Vorgehen bei der Bearbeitung wissenschaftlicher Fragestellungen wurden mir während unserer Zusammenarbeit von Dr. rer. nat. Kubitz vermittelt.

Für ihre Unterstützung meines beruflichen Werdegangs danke ich meinen Eltern.

Ohne meine Frau wäre mir diese Arbeit unmöglich gewesen.

Hannover, im Oktober 2001

Jan Wienke



# **DRUCKSCHLAGBELASTUNG AUF SCHLANKE ZYLINDRISCHE BAUWERKE DURCH BRECHENDE WELLEN**

- theoretische und großmaßstäbliche Laboruntersuchungen -

Jan Wienke



## **Abstract**

Offshore and harbour structures are often composed of slender cylinders. Wave forces on these cylinders are usually calculated by the empirical Morison equation.

In this thesis the special case of breaking waves acting on the cylinder is examined. The load is distributed into a quasistatic and a dynamic part. The quasistatic load is given by the Morison equation in a good approach, whereas the dynamic part is related to the impact of a mass of water on the cylinder. The time history and the intensity of this impact force are analysed.

The theoretical description is based on the 2-D description of Wagner (1932), which is extrapolated to the total duration of the impact and extended to the 3-D case. In this way, an analytical description for the impact force is developed.

Large-scale experiments prove the theoretical 2-D description by agreement with measured local pressures on the test cylinder. The theoretical 3-D description is compared with the total force which is determined by the measured forces at the bearings. By this comparison the curling factor which is included in the theoretical description is determined.

The experimental investigations are restricted to plunging breakers which are generated in the wave channel by superposition of wave packets. A classification of the breaking waves is related to the distance between breaking location and cylinder. The dependency of the impact force on the yaw angle of the cylinder in and against wave direction is determined in five test series.

## **Kurzfassung**

Im Bereich des See- und Hafenbaus stellt der schlanke Kreiszylinder eine typische Bauwerkskomponente dar. Seine Seegangsbelastung wird gewöhnlich nach der empirischen Morison Gleichung bestimmt.

In dieser Arbeit wird der Sonderfall der Belastung durch brechende Wellen untersucht. Die Brecherbelastung wird in einen quasistatischen und einen dynamischen Lastanteil zerlegt. Die quasistatische Last wird in guter Näherung durch die Morison Gleichung beschrieben, während der dynamische Anteil dem Stoß der Wassermasse gegen den Zylinder zugeordnet wird. Das zeitliche Verhalten und die Intensität dieser Stoßbelastung werden analysiert.

Die theoretische Beschreibung basiert auf der 2-dimensionalen Beschreibung von Wagner (1932), die auf die gesamte Dauer des Druckschlags extrapoliert und auf den 3-dimensionalen Fall erweitert wird. Auf diese Weise wird eine analytische Beschreibung für die Kraft des Druckstoßes entwickelt.

Großmaßstäblichen Experimente bestätigen die 2-dimensionale theoretische Beschreibung durch die Übereinstimmung mit der gemessenen lokalen Druckbelastung eines Testzylinders. Die 3-dimensionale theoretische Beschreibung wird mit der aus den gemessenen Lagerkräften ermittelten Gesamtbelastung verglichen. Aus diesem Vergleich wird der in der theoretischen Beschreibung enthaltene curling Faktor bestimmt.

Die experimentellen Untersuchungen beschränken sich auf Sturzbrecher, die sich im Wellenkanal aus interferierenden Wellenpaketen bilden. Die Variation des Abstands zwischen Brechpunkt und Zylinder führt zu einer Klassifikation der Brecher. Die Abhängigkeit der Stoßkraft von der Neigung des Zylinders entlang und entgegen der Wellenrichtung wird in fünf Versuchsreihen ermittelt.

## Contents

<b>1. Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>2. State of the art .....</b>	<b>3</b>
2.1 Statement of the problem and method for the analysis of the state of the art .....	3
2.2 Theoretical description of the impact.....	5
2.2.1 Two-dimensional description .....	5
2.2.1.1 Theory according to von Karman (1929) and extension according to Goda (1964) .....	5
2.2.1.2 Theory according to Wagner (1932) .....	6
2.2.1.3 Theory according to Fabula (1957).....	6
2.2.1.4 Solution of the perturbation method according to Cointe und Armand (1987) .....	7
2.2.1.5 Comparison of the approaches for the two-dimensional impact.....	7
2.2.2 Three-dimensional description .....	8
2.3 Types of breakers and breaker kinematics .....	10
2.3.1 Types of breakers.....	11
2.3.2 Shape of the breaking wave .....	12
2.3.3 Kinematics of the breaking wave.....	13
2.4 Experimental investigations .....	14
2.5 Specification of objective and method .....	21
<b>3. Development of a theoretical 3-D-description for the impact .....</b>	<b>23</b>
3.1 Two-dimensional description .....	23
3.1.1 Two-dimensional description for an immersing body .....	23
3.1.2 Two-dimensional description for an immersing body with a circle-shaped cross-section .....	28
3.1.3 Two-dimensional description for an immersing body with an elliptic- shaped cross-section .....	33
3.2 Three-dimensional description .....	36
3.2.1 Introduction.....	36
3.2.2 Vertical attack of the mass of water.....	39
3.2.3 Non-vertical attack of the mass of water .....	41
3.3 Summary and critical discussion.....	43



## Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	1
<b>2. Wissensstand</b>	3
2.1 Problemstellung und Vorgehen bei der Analyse des Wissensstands	3
2.2 Theoretische Beschreibungen des Druckschlags	5
2.2.1 Zweidimensionale Beschreibungen	5
2.2.1.1 Theorie nach von Karman (1929) und Erweiterung nach Goda (1964)	5
2.2.1.2 Theorie nach Wagner (1932)	6
2.2.1.3 Theorie nach Fabula (1957)	6
2.2.1.4 Lösung aus Störungsrechnung nach Cointe und Armand (1987)	7
2.2.1.5 Vergleich der Berechnungsansätze für den zweidimensionalen Druckschlag	7
2.2.2 Dreidimensionale Beschreibung	8
2.3 Brechertypen und Brecherkinematik	10
2.3.1 Brechertypen	11
2.3.2 Kontur der brechenden Welle	12
2.3.3 Kinematik der brechenden Welle	13
2.4 Experimentelle Untersuchungen	14
2.5 Präzisierung der Zielsetzung und des Vorgehens	21
<b>3. Entwicklung einer theoretischen 3-D-Beschreibung des Druckschlags</b>	23
3.1 Zweidimensionale Beschreibung	23
3.1.1 Zweidimensionaler Druckschlag beim Eintauchen eines Körpers	23
3.1.2 Zweidimensionaler Druckschlag beim Eintauchen eines kreisförmigen Querschnitts	28
3.1.3 Zweidimensionaler Druckschlag beim Eintauchen eines elliptischen Querschnitts	33
3.2 Dreidimensionale Beschreibung	36
3.2.1 Einführung	36
3.2.2 Aufschlag normal zur Zylinderachse	39
3.2.3 Aufschlag der Wassermasse schräg zur Zylinderachse	41
3.3 Zusammenfassung und kritische Diskussion	43

<b>4. Experimental investigations</b>	45
4.1 Test set-up and measuring techniques	45
4.2 Data acquisition	50
4.3 Generation and description of the breaking waves in the Large Wave Channel	51
4.4 Test program and methodology	53
4.5 Data preparation and analysis	57
<b>5. Evaluation of the experimental results</b>	58
5.1 Wave and breaker kinematics	58
5.1.1 Determination of the wave celerity	59
5.1.2 Determination of the maximum particle velocities	61
5.1.3 Comparison of wave celerity and particle velocities	64
5.1.4 Summary and assessment	64
5.2 Two-dimensional description of the pressure time histories	65
5.2.1 Theoretical pressure time history around the cylinder	65
5.2.2 Pressure time history in the front line	66
5.2.3 Comparison of the measured and the theoretical pressure time histories	67
5.2.4 Summary and assessment	73
5.3 Three-dimensional description of the impact	73
5.3.1 Measured total force	74
5.3.2 Quasistatic load	75
5.3.3 Dynamic load	77
5.3.4 Determination of the impact force	81
5.3.5 Analysis of the impact force	86
5.3.6 Summary and assessment	95
<b>6. Summary and prospect</b>	96
6.1 Main results	96
6.2 Prospect	98
<b>Summary (English version)</b>	99
<b>Nomenclature</b>	102
<b>References</b>	106

<b>4. Experimentelle Untersuchungen</b>	45
4.1 Versuchsaufbau und Meßtechnik	45
4.2 Meßwerterfassung	50
4.3 Generierung und Parametrisierung der brechenden Wellen im GWK	51
4.4 Versuchsprogramm und –durchführung	53
4.5 Datenaufbereitung und –analyse	57
<b>5. Auswertung der experimentellen Ergebnisse</b>	58
5.1 Wellen- und Brecherkinematik	58
5.1.1 Bestimmung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit	59
5.1.2 Ermittlung der maximalen Partikelgeschwindigkeit	61
5.1.3 Gegenüberstellung der Wellenfortschritts- und der Partikelgeschwindigkeit	64
5.1.4 Zusammenfassung und Bewertung	64
5.2 Zweidimensionale Beschreibung der Druckverläufe	65
5.2.1 Theoretischer Druckverlauf um den Zylinder	65
5.2.2 Zeitlicher Druckverlauf in der Staulinie	66
5.2.3 Vergleich der gemessenen und der theoretischen Druckverläufe	67
5.2.4 Zusammenfassung und Bewertung	73
5.3 Dreidimensionale Beschreibung des Druckschlags	73
5.3.1 Gemessene Gesamtkraft	74
5.3.2 Quasistatischer Belastungsanteil	75
5.3.3 Dynamischer Belastungsanteil	77
5.3.4 Ermittlung der Stoßkraft	81
5.3.5 Analyse der Stoßkraft	86
5.3.6 Zusammenfassung und Bewertung	95
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	96
6.1 Wichtige Ergebnisse	96
6.2 Ausblick	98
<b>Zusammenfassung (englische Version)</b>	99
<b>Nomenklatur</b>	103
<b>Literaturverzeichnis</b>	106

## Figures

Fig. 1.1: Statement of the problem, objective and method (Survey).....	2
Fig. 2.1: Definition sketch.....	3
Fig. 2.2: Survey of the state of the art .....	4
Fig. 2.3: Definition sketch.....	5
Fig. 2.4: Definition sketch.....	6
Fig. 2.5: Definition sketch.....	6
Fig. 2.6: Time history of the line force for the different theoretical descriptions .....	8
Fig. 2.7: Definition sketch.....	8
Fig. 2.8: Attack of a wedge-shaped mass of water on a plane (left side) and attack of an elliptic-shaped mass of water on a cylinder (right side).....	9
Fig. 2.9: Immersing cone.....	10
Fig. 2.10: Different types of breaking waves in shallow and deep water .....	11
Fig. 2.11: Parameters of breaking waves according to Myrhaug and Kjeldsen (1986) .....	12
Fig. 2.12: Pile-up at the cylinder .....	21
Fig. 2.13: Survey of the specified method (compare Fig. 1.1).....	22
Fig. 3.1: Procedure for the development of a theoretical description .....	23
Fig. 3.2: Definition sketch.....	23
Fig. 3.3: Distribution of pressures below the flat plate for different times $t$ .....	26
Fig. 3.4: Time history of the line force for a parabolic-shaped body.....	27
Fig. 3.5: Intersection across the cylinder normal to the cylinder's axis .....	28
Fig. 3.6: Exact and approximated shape and gradient of the cylinder .....	29
Fig. 3.7: Time history of the line force and the resulting moment for both sections and for the total line force .....	31
Fig. 3.8: Time history of the line force .....	31
Fig. 3.9: Time history of the line force and the resulting moment, including an upper and lower estimation .....	32
Fig. 3.10: Intersection across the cylinder shifted by the angle $\gamma$ relating to the perpendicular of the cylinder's axis .....	33
Fig. 3.11: Time history of the line force component $f_{\perp}$ and the resulting moment for different angles $\gamma$ .....	35
Fig. 3.12: Formation of splash at the cylinder.....	36
Fig. 3.13: Observed splash due to breaking wave attack .....	37
Fig. 3.14: Breaking wave attack on vertical and inclined cylinders (theoretical consideration).....	37

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1: Problemstellung, Zielsetzung und methodisches Vorgehen (Übersicht) .....	2
Abb. 2.1: Definitionsskizze .....	3
Abb. 2.2: Übersicht über den Stand der Wissenschaft .....	4
Abb. 2.3: Definitionsskizze .....	5
Abb. 2.4: Definitionsskizze .....	6
Abb. 2.5: Definitionsskizze .....	6
Abb. 2.6: Zeitverlauf der Linienkraft für die verschiedenen Theorien .....	8
Abb. 2.7: Definitionsskizze .....	8
Abb. 2.8: Einschlag einer keilförmigen Wassermasse auf eine ebene Fläche (links) und Einschlag einer elliptisch geformten Wassermasse auf einen Zylinder (rechts).....	9
Abb. 2.9: Eintauchender Kegel .....	10
Abb. 2.10: Mögliche Brechertypen in Flach- und Tiefwasser .....	11
Abb. 2.11: Parametrisierung von brechenden Wellen nach Myrhaug und Kjeldsen (1986) .....	12
Abb. 2.12: pile-up Effekt am Zylinder .....	21
Abb. 2.13: Übersicht über das präzisierte Vorgehen (vgl. Abb. 1.1).....	22
Abb. 3.1: Vorgehen bei der Entwicklung der theoretischen Beschreibung .....	23
Abb. 3.2: Definitionsskizze .....	23
Abb. 3.3: Druckverteilung unter der ebenen Platte zu verschiedenen Zeitpunkten $t$ .....	26
Abb. 3.4: Zeitlicher Verlauf der Linienkraft für einen Körper mit parabelförmiger Kontur.....	27
Abb. 3.5: Schnitt durch den Zylinder senkrecht zur Zylinderachse .....	28
Abb. 3.6: Exakte und approximierte Kontur und Steigung des Zylinders .....	29
Abb. 3.7: Zeitlicher Verlauf der Linienkraft und die resultierenden Impulse jeweils für die beiden Abschnitte und die gesamte Linienkraft .....	31
Abb. 3.8: Zeitverlauf der Linienkraft .....	31
Abb. 3.9: Zeitlicher Verlauf der Linienkraft und der resultierende Impuls, einschließlich oberer und einer unterer Abschätzung.....	32
Abb. 3.10: Schnitt durch den Zylinder um den Winkel $\gamma$ verschoben zur Normalen der Zylinderachse .....	33
Abb. 3.11: Zeitlicher Verlauf der Linienkraftkomponente $f_{\perp}$ und der resultierende Impuls für verschiedene Winkel $\gamma$ .....	35
Abb. 3.12: Spritzerbildung am Zylinder .....	36
Abb. 3.13: Beobachtete Spritzerbildung beim Aufschlag brechender Wellen .....	37
Abb. 3.14: Aufschlag einer brechenden Welle auf senkrechte und geneigte Zylinder (theoretische Betrachtung) .....	37

Fig. 3.15: Breaking wave attack on vertical and inclined cylinders (experimental results) .....	38
Fig. 3.16: Intersection across the cylinder in a plane rotated by the angle $\theta$ around the y-axis.....	39
Fig. 3.17: Breaking wave attack oblique to the cylinder's axis .....	42
Fig. 3.18: Comparison of the solutions for the oblique attack .....	42
Fig. 3.19: Rectangular area of impact .....	44
Fig. 4.1: System of co-ordinates in the Large Wave Channel.....	45
Fig. 4.2: Installation of the vertical cylinder and the cylinder inclined by $+24,5^\circ$ in the Large Wave Channel .....	45
Fig. 4.3: Investigated different set-ups of the test cylinder in the Large Wave Channel .....	46
Fig. 4.4: Grouping of the wave gauges for the different set-ups of the cylinder .....	48
Fig. 4.5: Cross section seen from the wave paddle .....	48
Fig. 4.6: Installation of the current meters for the different set-ups of the cylinder .....	50
Fig. 4.7: Used data acquisition .....	50
Fig. 4.8: Wave packet in the Large Wave Flume .....	51
Fig. 4.9: Water surface elevation next to the breaking location.....	52
Fig. 4.10: Survey of the conducted tests .....	54
Fig. 4.11: Classification of loading cases for each yaw angle of the test cylinder (s. Fig. 4.12).....	56
Fig. 4.12: Classification of loading cases for each yaw angle of the test cylinder (s. Tab. 4.4).....	57
Fig. 5.1: Evaluation method for the experimental investigations .....	58
Fig. 5.2: Time history of the water surface elevation above still water level (wave crests).....	59
Fig. 5.3: Wave celerity for characteristic spots of the wave packet.....	60
Fig. 5.4: Experimental determined standardized response functions of the micro propellers.....	62
Fig. 5.5: Measured (thin line) and deconvoluted (fat line) horizontal particle velocities in a Gaussian wave packet.....	63
Fig. 5.6: Ratio $u_{\max}/C$ determined by the given number of tests .....	64
Fig. 5.7: Calculated pressure histories for the location of the pressure transducers .....	66
Fig. 5.8: Pressure history in the front line due to breaking wave impact.....	67
Fig. 5.9: Time history of the impact at the front side of the vertical cylinder .....	68
Fig. 5.10: Time history of the impact on the cylinder inclined by $-25^\circ$ .....	69
Fig. 5.11: Time history of the impact on the cylinder inclined by $-45^\circ$ .....	70

Abb. 3.15: Aufschlag einer brechenden Welle auf senkrechte und geneigte Zylinder (experimentelle Ergebnisse) .....	38
Abb. 3.16: Schnitt durch den Zylinder in der um den Winkel $\theta$ um die y-Achse gedrehten Ebene .....	39
Abb. 3.17: Aufprall der brechenden Welle schräg zur Zylinderachse .....	42
Abb. 3.18: Vergleich der Lösungen für den Aufschlag unter dem Winkel $\gamma$ .....	42
Abb. 3.19: Rechteckiger Druckschlagbereich .....	44
Abb. 4.1: Koordinatensystem im GWK .....	45
Abb. 4.2: Einbau des senkrechten und des um $+24,5^\circ$ geneigten Zylinders in den GWK .....	45
Abb. 4.3: Untersuchte Modellzylinder-Alternativen im GWK .....	46
Abb. 4.4: Anordnung der Wellenpegel für die untersuchten Zylinder-Alternativen .....	48
Abb. 4.5: Querschnitt im Blick von der Wellenmaschine .....	48
Abb. 4.6: Anordnung der Strömungs-sonden für die untersuchten Zylinder- Alternativen .....	50
Abb. 4.7: Verwendete Meßwerterfassung .....	50
Abb. 4.8: Wellenpaket im GWK .....	51
Abb. 4.9: Wasserspiegelauslenkung in der Nähe des Brechpunktes .....	52
Abb. 4.10: Übersicht über die durchgeführten Experimente .....	54
Abb. 4.11: Einteilung der Lastfälle für jeden der Neigungswinkel des Zylinders (s. Abb. 4.12) .....	56
Abb. 4.12: Einteilung der Lastfälle für jeden der Neigungswinkel des Zylinders (s. Tab. 4.4) .....	57
Abb. 5.1: Vorgehen zur Auswertung der experimentellen Untersuchungen .....	58
Abb. 5.2: Zeitlicher Verlauf der Wasserspiegelauslenkung oberhalb des Ruhewasserspiegels (Wellenberge) .....	59
Abb. 5.3: Fortschrittsgeschwindigkeit für charakteristische Punkte des Wellenpakets .....	60
Abb. 5.4: Experimentell ermittelte, normierte Apparatfunktionen der Flügelradsonden .....	62
Abb. 5.5: Gemessene (dünne Linie) und entfaltete (dicke Linie) horizontale Partikelgeschwindigkeiten in einem Gaußschen Wellenpaket .....	63
Abb. 5.6: Geschwindigkeitsverhältnis $u_{\max}/C$ aus der angegebenen Anzahl von Versuchen .....	64
Abb. 5.7: Berechnete Druckverläufe an den Positionen der Druckmeßdosen .....	66
Abb. 5.8: Druckverlauf in der Staulinie bei Aufschlag einer brechenden Welle .....	67
Abb. 5.9: Zeitverläufe des Druckschlags an der Vorderseite des senkrechten Zylinders .....	68
Abb. 5.10: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um $-25^\circ$ geneigten Zylinder .....	69
Abb. 5.11: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um $-45^\circ$ geneigten Zylinder .....	70

Fig. 5.12: Time history of the impact on the cylinder inclined by $+24,5^\circ$ .....	71
Fig. 5.13: Time history of the impact on the cylinder inclined by $+45^\circ$ .....	72
Fig. 5.14: Measured total force $F$ [kN] in dependency on the time $t$ [s] for wave packets with $H = 1,5$ m and SWL = 4,25 m.....	74
Fig. 5.15: Acting force and kinematics of a non-breaking Gaussian wave packet .....	76
Fig. 5.16: Force coefficients according to reference tests with regular waves .....	76
Fig. 5.17: Load on the cylinder due to regular waves ( $H=1,5$ m; $T = 6$ s) during one period for the different yaw angles of the cylinder.....	77
Fig. 5.18: Time history of the measured total force and distribution into a quasistatic and a dynamic part.....	78
Fig. 5.19: Determined dynamic force $F$ [kN] in dependency on the time $t$ [s] for wave packets with $H = 1,5$ m and SWL = 4,25 m.....	79
Fig. 5.20: Definition of applied angles and components of the velocity.....	80
Fig. 5.21: Velocity of the mass of water in dependency on the angle $\beta$ according to eq. (5.14).....	81
Fig. 5.22: Measured and calculated force time history .....	83
Fig. 5.23: Developed method for the evaluation of the measured forces at the bearings .....	84
Fig. 5.24: Time histories of the forces according to the method shown in Fig. 5.23.....	84
Fig. 5.25: Determined total forces $F$ [kN] in dependency on the time $t$ [s] for wave packets with $H = 1,5$ m and SWL = 4,25 m.....	85
Fig. 5.26: Maximum values of the determined total forces for the different yaw angles of the cylinder and the different loading cases .....	87
Fig. 5.27: Maximum values of the impact force in dependency on the loading case .....	88
Fig. 5.28: Experimental determined curling factor for the different loading cases.....	89
Fig. 5.29: Calculated deconvolution using the new approach and using the approach according to Goda.....	90
Fig. 5.30: Time shift $\Delta t = t_{\text{gem}} - t_{\text{ber}}$ for the different yaw angles of the cylinder and the different loading cases (compare Fig. 5.24) .....	91
Fig. 5.31: Time shift $\Delta t$ for the approach of the impact force according to Goda for the different yaw angles of the cylinder and the different loading cases (compare Fig. 5.30).....	92
Fig. 5.32: Maximum values of the line force for loading case 3.....	93
Fig. 5.33: Maximum impact force $F_1$ for loading case 3.....	93
Fig. 5.34: Curling factor $\lambda$ for loading case 3 .....	94
Fig. 5.35: Sketch of the attack of a breaking wave on an inclined cylinder.....	94
Fig. 5.36: Sketch of the attack of a breaking wave on an inclined cylinder.....	95



Abb. 5.12: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um $+24,5^\circ$ geneigten Zylinder .....	71
Abb. 5.13: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um $+45^\circ$ geneigten Zylinder .....	72
Abb. 5.14: Gemessene Gesamtkräfte $F$ [kN] als Funktion der Zeit $t$ [s] für Wellenpakete mit $H = 1,5$ m und $RWS = 4,25$ m .....	74
Abb. 5.15: Wirkende Kraft und Kinematik eines nicht-brechenden Gaußschen Wellenpakets .....	76
Abb. 5.16: Kraftkoeffizienten aus Referenzversuchen mit regelmäßigen Wellen.....	76
Abb. 5.17: Belastung des Zylinders durch regelmäßige Wellen ( $H=1,5$ m; $T = 6$ s) während einer Periode für die unterschiedlichen Neigungswinkel des Zylinders.....	77
Abb. 5.18: Zeitverlauf der gemessenen Gesamtkraft und Zerlegung in quasistatischen und dynamischen Anteil.....	78
Abb. 5.19: Ermittelte dynamische Kraftkomponente $F$ [kN] als Funktion der Zeit $t$ [s] für Wellenpakete mit $H = 1,5$ m und $RWS = 4,25$ m.....	79
Abb. 5.20: Definition der verwendeten Winkel und Geschwindigkeitskomponenten.....	80
Abb. 5.21: Geschwindigkeit der Wassermasse in Abhängigkeit des Winkels $\beta$ nach Gl. (5.14) .....	81
Abb. 5.22: Gemessener und berechneter Kraftverlauf.....	83
Abb. 5.23: Entwickelte Methode zur Analyse der gemessenen Lagerkräfte .....	84
Abb. 5.24: Zeitverläufe der Kräfte nach der Methode in Abb. 5.23 .....	84
Abb. 5.25: Ermittelte Gesamtkräfte $F$ [kN] als Funktion der Zeit $t$ [s] für Wellenpakete mit $H = 1,5$ m und $RWS = 4,25$ m .....	85
Abb. 5.26: Maximale Werte der ermittelten Gesamtkraft für die unterschiedlichen Zylinderneigungen und Lastfälle.....	87
Abb. 5.27: Maximale Werte der Stoßkraft in Abhängigkeit von dem Lastfall.....	88
Abb. 5.28: Experimentell bestimmter curling Faktor für die verschiedenen Lastfälle .....	89
Abb. 5.29: Berechnete Faltung nach eigenem Ansatz und nach Goda .....	90
Abb. 5.30: Zeitdifferenz $\Delta t = t_{\text{gem}} - t_{\text{ber}}$ für die unterschiedlichen Zylinderneigungen und Lastfälle (vgl. Abb. 5.24) .....	91
Abb. 5.31: Zeitdifferenz $\Delta t$ für den Ansatz der Stoßkraft nach Goda für die unterschiedlichen Zylinderneigungen und Lastfälle (vgl. Abb. 5.30).....	92
Abb. 5.32: Maximalwerte der Linienkraft für Lastfall 3.....	93
Abb. 5.33: Maximale Stoßkraft $F_1$ für Lastfall 3 .....	93
Abb. 5.34: Curling Faktor $\lambda$ für Lastfall 3 .....	94
Abb. 5.35: Skizze des Aufschlags einer brechenden Welle auf einen geneigten Zylinder .....	94
Abb. 5.36: Skizze des Aufschlags einer brechenden Welle auf einen geneigten Zylinder .....	95

## Tables

Tab. 2.1: Measured maximum horizontal particle velocities (Griffiths et al., 1992).....	13
Tab. 2.2: Survey of past experimental studies on the impact on cylinders due to breaking waves .....	15
Tab. 2.3: Survey of the used measuring instruments .....	18
Tab. 4.1: Used probes with purpose .....	49
Tab. 4.2: Parameters of the breaking waves in the Large Wave Flume.....	52
Tab. 4.3: Parameters of the breaking waves in the Large Wave Flume and in field.....	53
Tab. 4.4: Characteristics of the different loading cases (s. Fig. 4.11 and 4.12) .....	55
Tab. 4.5: Number of tests per loading case and angle of inclination .....	55
Tab. 5.1: Number of wave gauges and covered range .....	60
Tab. 5.2: Maximum values of the pressure time histories for the vertical cylinder (s. Fig. 5.7 and 5.9).....	68
Tab. 5.3: Maximum values of the pressure time histories (s. Fig. 5.7 and 5.10) .....	69
Tab. 5.4: Maximum values of the pressure time histories (s. Fig. 5.7 and 5.11) .....	70
Tab. 5.5: Maximum values of the pressure time histories (s. Fig. 5.7 and 5.12) .....	71
Tab. 5.6: Maximum values of the pressure time histories (s. Fig. 5.7 and 5.13) .....	72

## Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1: Gemessene maximale horizontale Partikelgeschwindigkeiten (Griffiths et al., 1992).....	13
Tab. 2.2: Überblick über bisherige experimentelle Untersuchungen zur Belastung von Zylindern durch brechende Wellen .....	15
Tab. 2.3: Überblick über die eingesetzte Meßtechnik.....	18
Tab. 4.1: Verwendete Meßwertaufnehmer und zugehörige Meßziele .....	49
Tab. 4.2: Parameter der brechenden Wellen im GWK .....	52
Tab. 4.3: Parameter der brechenden Wellen im GWK und in der Natur .....	53
Tab. 4.4: Charakteristik für die unterschiedenen Lastfälle (s. Abb. 4.11 und 4.12) .....	55
Tab. 4.5: Anzahl der Versuche pro Lastfall und Neigung .....	55
Tab. 5.1: Anzahl der Wellendrähte und überdeckter Bereich .....	60
Tab. 5.2: Maximalwerte der Druckverläufe beim senkrechten Zylinder (s. Abb. 5.7 und 5.9).....	68
Tab. 5.3: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.10).....	69
Tab. 5.4: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.11).....	70
Tab. 5.5: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.12).....	71
Tab. 5.6: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.13).....	72



## 1. Einleitung

Belastungen von schlanken, zylindrischen Pfahlbauwerken durch Wasserwellen wurden vielfach untersucht, da diese Strukturen häufig für Küsten- und Offshorebauwerke eingesetzt werden. Dabei hat sich die Morison Gleichung als geeignete Näherung erwiesen, um die auf den Zylinder wirkenden Kräfte zu bestimmen.

Die physikalischen Grundlagen der Morison Gleichung, die eine lineare Summation von zwei Teilkräften beschreibt, wurden vielfach diskutiert. Die Vernachlässigung weiterer Kräfte wurde kritisiert, die Abhängigkeit von zwei experimentell zu bestimmenden Koeffizienten bemängelt und die lineare Überlagerung der zwei Teilkräfte angezweifelt.

Die Eignung der Morison Gleichung zur näherungsweisen Bestimmung von Wellenkräften steht außer Frage. Es muß aber kritisch untersucht werden, für welche Wellenbedingungen die Näherungen der Morison Gleichung eine ausreichend gute Beschreibung darstellen.

Besonders hohe Kraftwirkung durch Wasserwellen tritt auf, wenn die Wellen als brechende Wellen auf die Struktur einwirken. Eine genaue Analyse dieser Belastung ist schwierig, da die Kraft sehr kurzzeitig auftritt. Zu Bemessungszwecken wird üblicherweise die größere Kraftwirkung brechender Wellen durch einen Sicherheitsfaktor von 2,5 berücksichtigt, mit dem die Morison Gleichung multipliziert wird. Dieses Verfahren ist unbefriedigend, weil es die dynamischen Eigenschaften der zusätzlichen Kraftwirkung unberücksichtigt läßt. Mit dieser Methode werden lokale Belastungen unterbewertet, und die zeitliche Charakteristik der Kraft wird ignoriert. Schwingungsanregungen der zylindrischen Struktur werden durch das Zeitverhalten der einwirkenden Kraft bestimmt, so daß Kenntnisse über den zeitlichen Verlauf der Kraft für Bemessungszwecke hinzugezogen werden sollten, um die Steifheit der Struktur und somit deren Eigenschwingverhalten festzulegen.

Zur systematischen Untersuchung der Kraftwirkung brechender Wellen auf Zylinder wird die einwirkende Belastung in einen quasistatischen und in einen dynamischen Anteil zerlegt. Der quasistatische Kraftanteil variiert über die Zeit entsprechend der Wasserspiegelauslenkung der Welle. Der dynamische Kraftanteil dagegen wirkt kurzzeitig, dieser Kraftanteil wird dem Stoß der Wassermasse gegen die Struktur zugeordnet. Diese Stoßkraft wurde erstmals genau analysiert, um die Kräfte beim Aufsetzen von Wasserflugzeugen zu bestimmen. Auch im Schiffbau finden derartige Stoßkräfte Beachtung und werden gewöhnlich als Slamming bezeichnet. Aus diesen Anwendungen heraus wurden theoretische Beschreibungen für die Stoßkraft entwickelt, die sich aber lediglich auf die zweidimensionale Betrachtung beschränken. Schlägt die Struktur (Schwimmer des Flugzeugs, Boden des Schiffs) auf das Wasser auf, so kann die Wassermasse als ebene Fläche mit konstanter Relativgeschwindigkeit bezüglich der Struktur angesehen werden, so daß mit einer 2-D Lösung die gesamte Wechselwirkung zwischen Struktur und Wassermasse charakterisiert werden kann. Anders ist es beim Aufschlag einer brechenden Welle auf einen Pfahl, da hier die Kontur der Wassermasse und die Geschwindigkeitsverteilung in der Welle berücksichtigt werden müssen. Die Eigenschaften der brechenden Welle müssen daher gleichfalls analysiert werden und in die Beschreibung der Stoßkraft einfließen.

Hauptziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines theoretischen Ansatzes für die Druckschlagbelastung schlanker zylindrischer Pfahlbauwerke durch brechende Wellen. Es soll eine Beziehung zwischen der einwirkenden Kraft und den charakteristischen Parametern der brechenden Wellen am Zylinder formuliert werden. Unberücksichtigt bleiben Parameter der Wellen in Entfernung von der Struktur vor dem Brechprozeß. Die theoretischen Betrachtungen werden begleitet von großmaßstäblichen Experimenten, aus denen Annahmen gewonnen und mit denen theoretische Ergebnisse verifiziert werden. Problemstellung, Zielsetzung und Vorgehen dieser Arbeit sind in Abb. 1.1 übersichtlich dargestellt.

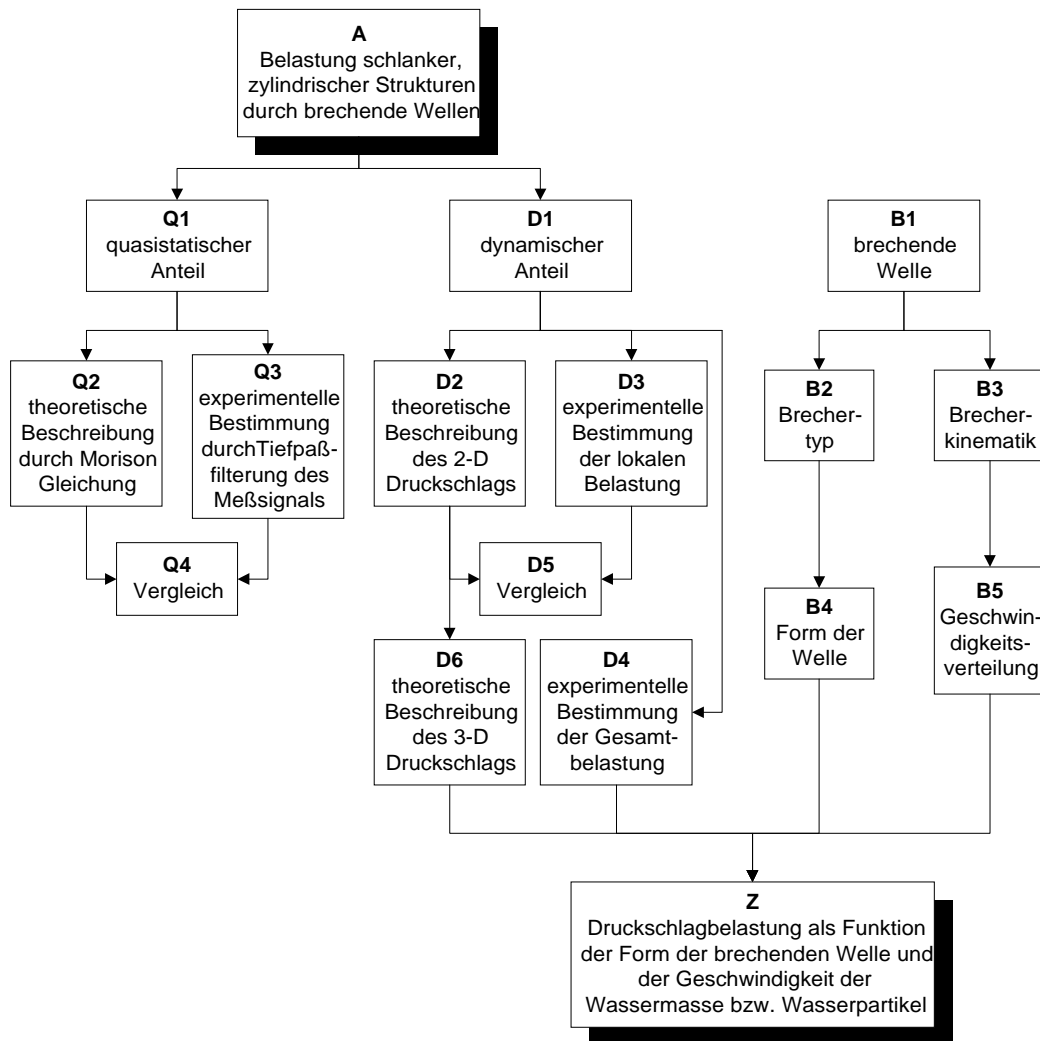


Abb. 1.1: Problemstellung, Zielsetzung und methodisches Vorgehen (Übersicht)

In Kapitel 2 wird die Problemstellung aus der Analyse der Literatur heraus präzisiert. Am Wissenstand wird aufgezeigt, welche Bereiche bereits ausreichend geklärt wurden und in welchen Bereichen hingegen noch nähere Untersuchungen erforderlich sind. Widersprüche und nicht ausreichend geprüfte Näherungen sollen aufgedeckt werden, um die eigenen Untersuchungen an diesen Wissenslücken zu orientieren.

In Kapitel 3 wird die dem Stand der Wissenschaft entsprechende theoretische, zweidimensionale Beschreibung an das konkrete Problem angepaßt. Dazu muß eine Näherung für die Kontur der Struktur getroffen werden. Im weiteren wird das zweidimensionale Modell auf den dreidimensionalen Fall erweitert.

Die Randbedingungen der experimentell durchgeführten Untersuchungen werden in Kapitel 4 erläutert. Versuchsaufbau, Meßtechnik und die Erzeugung der Wellen werden beschrieben. Die Analyse der Meßdaten erfolgt in Kapitel 5. Hier wird der Bezug zu den in Kapitel 3 hergeleiteten, theoretischen Formulierungen hergestellt.

Kapitel 6 schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung und Diskussion der wichtigsten Resultate ab.

## 2. Wissensstand

### 2.1 Problemstellung und Vorgehen bei der Analyse des Wissensstands

Die Belastung von Zylindern durch Wellen wird gewöhnlich aus der Morison Gleichung bestimmt. Die Morison Gleichung beschreibt die Summation der Trägheitskraft  $F_M$  und der Strömungskraft  $F_D$ . Die Trägheitskraft ist proportional zu der Beschleunigung der Wasserpartikel, während die Strömungskraft proportional zu dem Quadrat der Wasserpartikelgeschwindigkeit ist. Zur Ermittlung der Gesamtbelastung erfolgt eine Integration der Kräfte über die Höhe am Zylinder. Die beiden Kraftkomponenten werden mit experimentell bestimmten Kraftkoeffizienten multipliziert.

$$F = F_D + F_M = \int_{-d}^{\eta} \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot C_D \cdot D \cdot u(z) \cdot |u(z)| dz + \int_{-d}^{\eta} \rho \cdot C_M \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot \ddot{u}(z) dz \quad (2.1)$$

Wird die Belastung des Zylinders durch brechende Wellen verursacht, so treten größere Kräfte am Zylinder auf, die als kurzzeitiger Stoß erfolgen. Die in der Morison Gleichung berücksichtigten Kraftkomponenten variieren mit der Zeit entsprechend dem Zeitverlauf der Änderung des Wasserspiegels. Das dazu grundsätzlich verschiedene Zeitverhalten der zusätzlichen Kraft wird ignoriert, wenn die zusätzliche Kraft durch Anpassung der Kraftkoeffizienten bzw. durch Einfügen eines Sicherheitsfaktors in die Morison Gleichung integriert wird. Um dem Zeitverhalten gerecht zu werden, muß die Stoßkraft  $F_I$  als zusätzliche Kraftkomponente zu der Kraft aus Gl. (2.1) addiert werden:

$$F = F_D + F_M + F_I \quad (2.2)$$

Die theoretische Formulierung für die Stoßkraft geht auf von Karman (1929) zurück. Aus der Betrachtung der hydrodynamischen Masse und unter Berücksichtigung der Impulserhaltung folgt für die Linienkraft des Stosses bei einer Relativgeschwindigkeit  $V$  zwischen Wassermasse und Zylinder:

$$f_I = \pi \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \quad (2.3)$$

Für die Einwirkung brechender Wellen auf Zylinder hat Goda (1966) diese Linienkraft übernommen und zugleich um eine Zeitabhängigkeit erweitert:

$$f_I(t) = \pi \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \left(1 - \frac{V}{R} \cdot t\right) \quad (2.4)$$

Um von der Linienkraft  $f_I(t)$  auf die Stoßkraft  $F_I$  zu schließen hat Goda (1966) einen senkrechten Verlauf der Brecherfront vorausgesetzt. Diese senkrechte Wellenfront hat eine Höhe von  $\lambda \eta_b$  und bewegt sich mit der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$  (s. Abb. 2.1), so daß für die Stoßkraft folgt:

$$F_I(t) = \lambda \cdot \eta_b \cdot \pi \cdot \rho \cdot R \cdot C^2 \cdot \left(1 - \frac{C}{R} \cdot t\right) \quad (2.5)$$

Die Größe  $\lambda \eta_b$  kann als Druckschlaghöhe aufgefaßt werden. Die Entwicklung von Gl. (2.5) ist in Abb. 2.2 in Anlehnung an den Überblick aus Abb. 1.1 dargestellt. Die Annahmen und Voraussetzungen, die der Formulierung für die Stoßkraft zugrundeliegen, sollen im weiteren anhand der Literatur kritisch geprüft werden (Abb. 2.2):

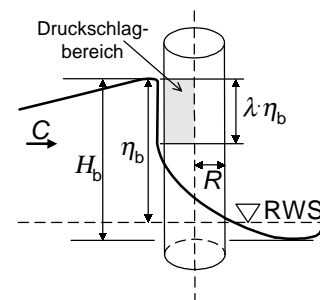


Abb. 2.1: Definitionsskizze

- Die Genauigkeit der auf der Impulsbetrachtung nach von Karman basierenden Beschreibung ist zu überprüfen. Alternative Formulierungen sind zu einem Vergleich heranzuziehen. (D2)

- Es ist zu kontrollieren, ob die Erweiterung nach Goda konform mit der Herleitung nach von Karman ist. (D2)
- Die Aneinanderreihung und Aufsummierung der Linienkräfte  $f_I(t)$  aus Gl. (2.4) ist zu hinterfragen. (D6)
- Unterschiedliche Brechertypen sind einander gegenüberzustellen. (B2)
- Inwieweit entsprechen tatsächliche Brecherfronten der Vorstellung des senkrechten Verlaufs? (B4)
- Die sich mit der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ausbreitende senkrechte Brecherfront verändert ihre Kontur nicht. Dies widerspricht dem Brechprozeß, der zu einem Zerfall und einer Umformung der Welle führt. Es ist zu überprüfen, inwieweit die vereinfachte Vorstellung der Ausbreitung der brechenden Welle für die Untersuchung des Stoßes gerechtfertigt ist. (B3)
- Die Höhenverteilung der Partikelgeschwindigkeiten in der Wasseroberfläche der brechenden Welle ist auf ihre Relevanz für den Stoß zu überprüfen. (B5)

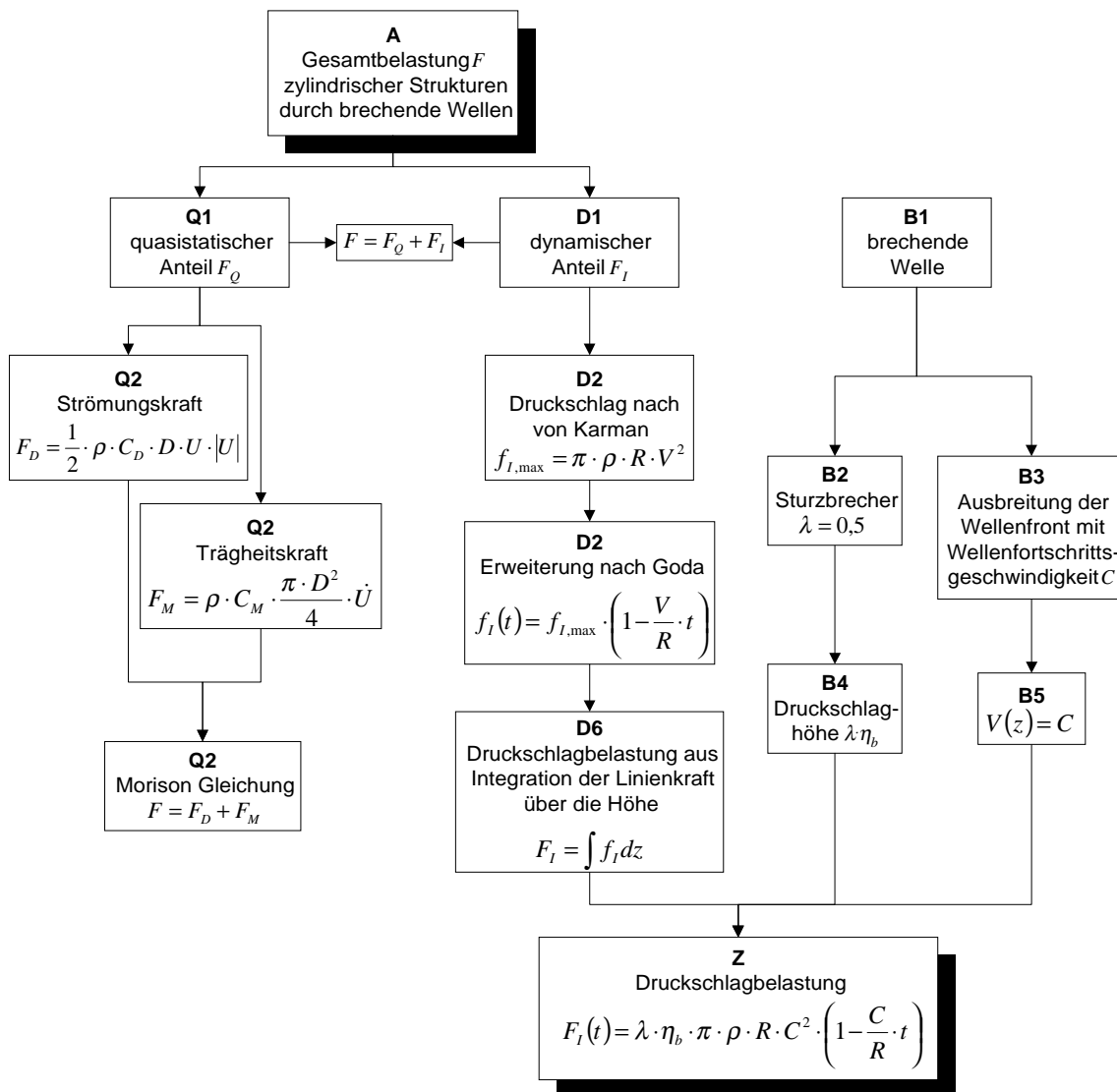


Abb. 2.2: Übersicht über den Stand der Wissenschaft



## 2.2 Theoretische Beschreibungen des Druckschlags

Die theoretischen Beschreibungen des Stoßes zwischen Zylinder und Wassermasse setzen eine inkompressible Flüssigkeit voraus, für die die Viskosität vernachlässigt werden kann. Die Flüssigkeit bewegt sich rotationsfrei und schlägt auf einen rauen Zylinder auf. Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit wird nicht berücksichtigt, ebenso wenig wird die Gravitation betrachtet.

### 2.2.1 Zweidimensionale Beschreibungen

Die getroffenen Annahmen gestatten die Anwendung potentialtheoretischer Ansätze zur Beschreibung des Stoßes. Aufgrund nichtlinearer Terme ist keine analytische Lösung möglich, so daß weitere Vereinfachungen getroffen werden müssen. Dazu wird die eingetauchte Fläche als ebene Platte (von Karman, 1929 und Wagner, 1932) oder als Parabel (Fabula, 1957) approximiert, oder die Eintauchtiefe wird auf den Radius des Zylinders bezogen und als Störterm behandelt (Cointe und Armand, 1987).

#### 2.2.1.1 Theorie nach von Karman (1929) und Erweiterung nach Goda (1964)

Zu jedem Zeitpunkt des Druckschlags wird die Kontur des Zylinders als ebene Platte approximiert, deren Breite gleich der eingetauchten Breite  $c$  des Zylinders ist. Die hydrodynamische Masse  $m_h$  bildet einen Kreis um diese Platte, und da die Platte nur halb eingetaucht ist, ergibt sich ein Halbkreis:

$$m_h = \frac{\pi}{2} \cdot \rho \cdot c^2 \quad (2.6)$$

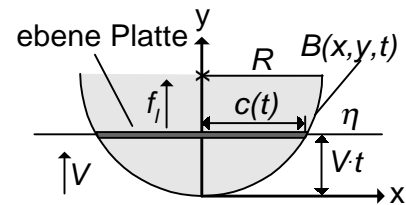


Abb. 2.3: Definitionsskizze

Die Geschwindigkeit der Wassermasse bleibt vor und nach dem Stoß konstant. Aus der Impulserhaltung folgt, daß die Zunahme der hydrodynamischen Masse mit einer Kraft verbunden sein muß. Es gilt:

$$\begin{aligned} f_I &= \frac{d}{dt}(m_h \cdot V) = V \cdot \frac{d}{dt}(m_h) + m_h \cdot \frac{d}{dt}(V) = V \cdot \frac{d}{dt}(m_h) + m_h \cdot 0 \\ &= \frac{\pi}{2} \cdot \rho \cdot V \cdot \frac{d}{dt}(c^2) = \pi \cdot \rho \cdot V \cdot c \cdot \frac{dc}{dt} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Für die eingetauchte Breite des Zylinders  $c$  gilt nach dem Satz des Pythagoras:

$$c^2 + (R - V \cdot t)^2 = R^2 \Leftrightarrow c^2(t) = 2 \cdot V \cdot t \cdot R - V^2 \cdot t^2 \quad (2.8)$$

Einsetzen von Gl. (2.8) in Gl. (2.7) liefert einen Zeitverlauf der Linienkraft. Doch bevor die beiden Gleichungen miteinander in Verbindung gebracht werden, müssen die Näherungen, die in Gl. (2.7) implizit enthalten sind, analysiert werden.

Die Kontur des Zylinders wird exakt durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$B(x, y, t) = y - R + \sqrt{R^2 - x^2} = 0 \quad \text{für} \quad |x| \leq R \quad (2.9)$$

Die Approximation der eingetauchten Fläche als ebene Platte ändert die Beschreibung der Kontur wie folgt:

$$B(x, y, t) = y - V \cdot t = 0 \quad \text{für} \quad |x| \leq c(t) \quad (2.10)$$

Nur für  $|x| = c(t)$  stimmt die Approximation aus Gl. (2.10) mit der tatsächlichen Kontur aus Gl. (2.9) überein. Für alle Werte  $|x| < c(t)$  liefert Gl. (2.10) einen zu großen Wert für  $y$ , wobei die maximale Abweichung für  $|x| = 0$  den Wert  $V \cdot t$  annimmt. Die Genauigkeit der Approximation ist daher abhängig von der Größe  $V \cdot t$ , und die Näherung ist nur gültig, solange die Eintauchtiefe  $y = V \cdot t$  klein ist. Die ebene Platte stellt eine Näherung der Ordnung  $O(V \cdot t)$  dar, Terme der Ordnung  $O(V^2 \cdot t^2)$  sind in der weiteren Betrachtung zu vernachlässigen (Faltinsen, 1990).

In Gl. (2.8) ist daher der Term  $V^2 \cdot t^2$  zu verwerfen, so daß sich beim Einsetzen in Gl. (2.7) eine Linienkraft ergibt, die unabhängig von der Zeit ist:

$$f_l = \frac{\pi}{2} \cdot \rho \cdot V \cdot \frac{d}{dt}(2 \cdot V \cdot t \cdot R) = \pi \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \quad (2.11)$$

Gl. (2.11) entspricht Gl. (2.3). Der von Goda aufgestellte, lineare Abfall der Linienkraft mit der Zeit aus Gl. (2.4) ergibt sich, wenn in Gl. (2.8) der Term  $V^2 \cdot t^2$  beibehalten wird. Die Erweiterung nach Goda ist somit nicht konform mit der Näherung der ebenen Platte, da in der Lösung Terme der Ordnung  $O(V^2 \cdot t^2)$  berücksichtigt werden, obwohl die ebene Platte eine Näherung der Ordnung  $O(V \cdot t)$  darstellt.

### 2.2.1.2 Theorie nach Wagner (1932)

Die Beschreibung des Druckstoßes nach Wagner (1932) basiert gleichfalls auf der Approximation der Druckschlagfläche durch die ebene Platte. Die aus der Strömung unterhalb der Platte resultierende Druckbelastung wird aus der Bernoulli Gleichung bestimmt, und aus der Integration über die Drücke wird die auf die Platte wirkende Linienkraft ermittelt. Die Strömung unterhalb der ebenen Platte bewirkt eine Aufstauung am Rand der Kontur und somit eine Verformung der freien Oberfläche, die als pile-up Effekt bezeichnet wird.

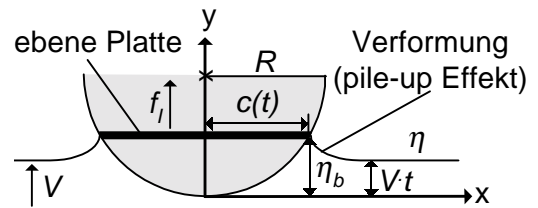


Abb. 2.4: Definitionsskizze

Über die Eintauchtiefe  $\eta_b$ , die in ihrem Zeitverhalten aus der Zeitintegration über die Potentialströmung und in ihrer Ortsabhängigkeit aus der Kontur des Zylinders bestimmt wird, kann die Zeitabhängigkeit der eingetauchten Breite  $c(t)$  ermittelt werden. Durch den pile-up Effekt wird der Eintauchprozeß beschleunigt und die resultierende Linienkraft vergrößert, so daß gilt:

$$f_l = 2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \quad (2.12)$$

Im Vergleich zu der Theorie nach von Karman (vgl. Gl. (2.11)) ergibt sich der doppelte Wert für die Linienkraft. Die ausführliche Herleitung der Theorie nach Wagner ist in Abschnitt 3.1 angegeben, da diese Theorie die Grundlage für die hier vorgesehene Erweiterung des Druckschlagansatzes auf den dreidimensionalen Fall bildet.

### 2.2.1.3 Theorie nach Fabula (1957)

Die Druckschlagfläche wird zu jedem Zeitpunkt nach Beginn des Druckschlags wie in Abb. 2.5 dargestellt als Ellipse idealisiert. Diese Näherung hat gegenüber der ebenen Platte den Vorteil, daß keine Singularität am Rand der Kontur auftritt. Der Nachteil der Methode liegt darin begründet, daß bei der Bestimmung der Eintauchbreite  $c(t)$  über die Eintauchtiefe  $\eta_b$  die Ellipse nicht nur von der Eintauchbreite  $c(t)$  sondern selbst auch von der Eintauchtiefe  $\eta_b$  abhängig ist. Die Auflösung erfordert einen großen Rechenaufwand. Dafür liefert die Methode aber statt der zeitlich konstanten Linienkraft wie bei von Karman und Wagner eine mit der Zeit abnehmende Linienkraft, und somit ein realistischeres Ergebnis. Zu Beginn des Druckschlags stimmt der Wert für die Linienkraft mit dem Wert aus der Beschreibung nach Wagner überein.

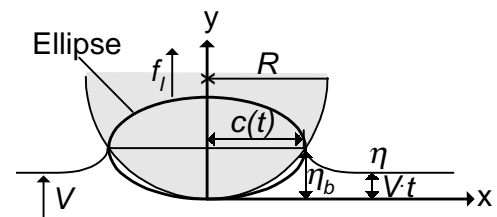


Abb. 2.5: Definitionsskizze

Die beste Genauigkeit läßt sich mit der Methode nach Fabula erzielen, wenn statt der hydrodynamischen Masse der Ellipse die unabhängig ermittelte, exakte hydrodynamische Masse der eingetauchten Kontur verwendet wird. Die elliptische Approximation wird dann lediglich zur Bestimmung der Strömung unterhalb und seitlich der Kontur eingesetzt.

#### 2.2.1.4 Lösung aus Störungsrechnung nach Cointe und Armand (1987)

Als Störterm  $\varepsilon$  wird die Wurzel aus dem Verhältnis von Eintauchtiefe  $\eta_b$  zum Radius  $R$  des Zylinders definiert. Dieser Term nimmt einen kleinen Wert an, viel kleiner als 1 ( $\varepsilon = \eta_b/R \ll 1$ ). Das Geschwindigkeitspotential wird nach  $\varepsilon$  entwickelt, so daß gilt:

$$\Phi = \varepsilon \cdot \Phi_1 + \varepsilon^2 \cdot \Phi_2 + O(\varepsilon^3) \quad (2.13)$$

Außerdem wird der Flüssigkeitsbereich in einen inneren und einen äußeren Bereich unterteilt. Der innere Bereich deckt die Unstetigkeiten in der Lösung ab und stimmt mit dem Bereich überein, der gewöhnlich als Spritzerwurzel (Wagner, 1932, Abb. 12) bezeichnet wird. Dieser Bereich besitzt eine Ausdehnung der Größenordnung  $\varepsilon^2$ . Der äußere Bereich entspricht dem Hauptbereich mit freier Oberfläche. Für den inneren und äußeren Bereich werden unabhängig voneinander Lösungen bestimmt, die nach der jeweiligen Ordnung der Gesamtlösung berücksichtigt und aneinander angepaßt werden. Für die Lösung der 1. Ordnung liefert der innere Bereich keinen Beitrag, und es ergibt sich eine zeitunabhängige Linienkraft:

$$f_l = 2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \quad (2.14)$$

Der Betrag der Linienkraft für die Lösung der 1. Ordnung aus Gl. (2.14) stimmt mit dem Wert der nach Wagner berechneten Linienkraft aus Gl. (2.12) überein. Erst für die zweite Ordnung ergibt sich eine mit der Zeit abfallende Stoßkraft. Diese Ordnung enthält zum einen die quadratischen Terme aus der Bernoulli Gleichung, aber auch die linearen Terme der nächsten Ordnung des Potentials und einen Beitrag aus dem inneren Bereich:

$$f_l = \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \left( 2 \cdot \pi - \sqrt{\frac{V}{R}} \cdot t \cdot \left( \frac{10}{3} + 2 \cdot \log 2 - \log \left( \frac{V}{R} \cdot t \right) \right) \right) \quad (2.15)$$

#### 2.2.1.5 Vergleich der Berechnungsansätze für den zweidimensionalen Druckschlag

Die Anwendung der verschiedenen theoretischen Beschreibungen des Druckschlags im zweidimensionalen Fall zeigt, daß der Zeitverlauf der Linienkraft nur eingeschränkt zu ermitteln ist. Mit zunehmender Dauer des Druckstoßes nimmt die Genauigkeit der getroffenen Näherungen ab, so daß sich der zuverlässigste Wert für den Beginn des Druckschlags ergibt. Für diesen Wert findet sich eine gute Übereinstimmung der Beschreibungen nach Wagner, Fabula und Cointe. Lediglich die Beschreibung nach von Karman weicht ab und liefert durch die Vernachlässigung des pile-up Effekts einen um den Faktor 2 zu geringen Wert (Abb. 2.6). Die Beschreibung von Goda, die eine Erweiterung der Karmanschen Beschreibung darstellt, liefert daher gleichfalls einen zu geringen Wert der Linienkraft für den Beginn des Druckschlags. Die Dauer des Druckschlags wird dagegen durch die Vernachlässigung des pile-up Effekts überbewertet.

Das Zeitverhalten der Abnahme der Linienkraft wird in den Beschreibungen von Cointe und Fabula am besten wiedergegeben, allerdings nicht bis zum Ende des Druckschlags. Der Druckschlag ist beendet, sobald die Vorderfront des Zylinders eingetaucht ist, und die eingetauchte Breite den Wert des Radius einnimmt. Um die Dauer des Druckschlags abzuschätzen, müssen die Beschreibungen über ihren Gültigkeitsbereich hinaus extrapoliert werden auf den Zeitbereich, in dem die Genauigkeit der Näherungen aufgrund der größeren Eintauchtiefe abnimmt. Für die Anfangsphase des Druckschlags ( $t < 0,1 R/V$ ) muß die theoretische Beschreibung eine gute Übereinstimmung zu den Theorien von Cointe und Fabula aufweisen, die einen realistischen Zeitverlauf für diesen Zeitbereich angeben.

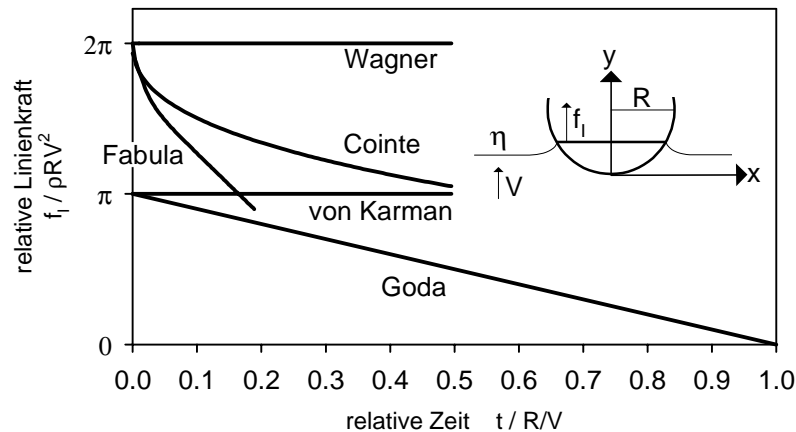


Abb.2.6: Zeitverlauf der Linienkraft für die verschiedenen Theorien

Die Genauigkeit der Beschreibungen kann zum Teil durch die Verwendung der exakten hydrodynamischen Masse statt der hydrodynamischen Masse der approximierten Druckfläche verbessert werden („wetting correction“). Eine weitere Korrektur kann durch die Berücksichtigung der nichtlinearen Geschwindigkeitsterme in der Bernoulli Gleichung vorgenommen werden („drag correction“) (Cointe, 1987). Die Wirkung der Korrekturen kann durch einen Vergleich mit dem nach der Störungsrechnung ermittelten Zeitverlauf der Linienkraft beurteilt werden.

Die Annahme der reibungsfreien, rotationsfreien, inkompressiblen und schwerelosen Flüssigkeit, die frei von Oberflächenspannung ist, wurde nicht hinterfragt. Durch die Übereinstimmung der unter diesen Prämissen berechneten Druckverläufe mit gemessenen Werten wird die Gültigkeit dieser Näherungen aufgezeigt. Die Übereinstimmung begründet im weiteren die Abwesenheit von Lufteinschlüssen. Kompressibilität und Lufteinschlüsse bewirken eine deutliche Dämpfung der einwirkenden Druckbelastung. Da die gemessenen Werte keine Reduzierung im Vergleich zu den berechneten Werten aufweisen, müssen diese Effekte nicht berücksichtigt werden. Lediglich in der Staulinie sind die gemessenen Drücke deutlich geringer als die berechneten. An diesem Ort wirken Einflüsse, die nicht den oben aufgeführten Näherungen entsprechen. Diese Effekte werden im Rahmen der Auswertung der Meßdaten diskutiert und es wird aufgezeigt, daß die Dämpfung der Drücke in der Staulinie keinen maßgebenden Einfluß auf die Linienkraft ausübt.

### 2.2.2 Dreidimensionale Beschreibung

Die Übertragung der zweidimensionalen Beschreibung auf die Verhältnisse im dreidimensionalen Raum erfolgt gewöhnlich mit der Streifenmethode (Tanizawa und Bertram, 1998). Dazu wird die Struktur in Streifen der Höhe  $dz$  unterteilt (Abb. 2.7). Für jeden Streifen wird die hydrodynamische Masse und die auf den Streifen einwirkende Kraft bestimmt. Durch Aufsummieren der Kräfte über die Streifen wird die Kraft auf den gesamten Zylinder bestimmt.

Unter Anwendung der Approximation der eingetauchten Fläche als ebene Platte, die nur an ihren Seiten umspült wird, gilt gemäß Gl. (2.6) für die hydrodynamische Masse eines Streifens:

$$m_h = \frac{\pi}{2} \cdot \rho \cdot c^2 \cdot dz \quad (2.16)$$

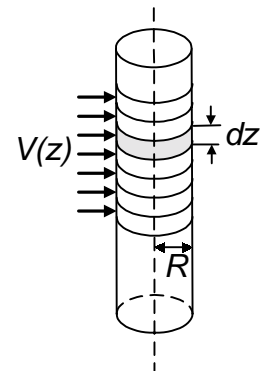


Abb. 2.7: Definitionsskizze

Aus Gl. (2.7) folgt für die auf einen Streifen des Zylinder einwirkende Kraft:

$$F_I = \frac{d}{dt}(m_h \cdot V) = V \cdot \frac{d}{dt}(m_h) + m_h \cdot 0 = \pi \cdot \rho \cdot V \cdot c \cdot \frac{dc}{dt} \cdot dz \quad (2.17)$$

Für den gesamten Zylinder gilt:

$$F_I = \sum \pi \cdot \rho \cdot V \cdot c \cdot \frac{dc}{dt} \cdot dz \quad (2.18)$$

Sowohl die eingetauchte Breite als auch die Geschwindigkeit des Wassers sind abhängig von der Höhe  $z$  am Zylinder. Für den Übergang von der Summation zur Integration ergibt sich daher:

$$F_I = \int \pi \cdot \rho \cdot V(z) \cdot c(z, t) \cdot \frac{dc(z, t)}{dt} \cdot dz \quad (2.19)$$

Als obere Integrationsgrenze hat Goda den Wellenkamm angesetzt. Die untere Integrationsgrenze ergibt sich aus dem curling Faktor  $\lambda$ , der die Höhe der Druckschlagfläche angibt (s. Abb. 2.1). Weiterhin setzt Goda voraus, daß die Geschwindigkeit  $V$  des Wassers unabhängig von der Höhe  $z$  ist, und sich auch die Eintauchtiefe  $c$  nicht mit der Höhe verändert:

$$F_I = \pi \cdot \rho \cdot V \cdot c(t) \cdot \frac{dc(t)}{dt} \cdot \int_{(1-\lambda)\eta_b}^{\eta_b} dz = \lambda \cdot \eta_b \cdot \pi \cdot \rho \cdot V \cdot c \cdot \frac{dc}{dt} \quad (2.20)$$

Die Anwendung der Streifenmethode ist nur gerechtfertigt, wenn die Veränderung der Wassergeschwindigkeit in der Ebene der Querschnitte durch den Zylinder größer ist als die entsprechende Veränderung entlang der Höhe des Zylinders. Diese Bedingung wird an den Rändern der einschlagenden Wassermasse nicht erfüllt, da die Ränder einen Sprung in der Geschwindigkeitsverteilung auf  $V=0$  darstellen. Der Fehler der aus diesem Widerspruch resultiert, wird im folgenden diskutiert.

Betrachtet werden Verhältnisse, die eine Reduzierung auf eine zweidimensionale Untersuchung zulassen. Cumberbatch (1959) analysierte den Aufschlag eines Wasserkeils auf eine ebene Wand. Der Wasserkeil kann als Modell für die Brecherzunge einer Welle dienen. Cumberbatch berechnete die Veränderung der Kontur der Wasseroberfläche während des Druckschlags. Es zeigt sich, wie in Abb. 2.8 skizziert, daß die Druckfläche viel größer als der entsprechende Querschnitt des ungestörten Wasserkeils ist.

Eine ähnliche Verformung der freien Wasseroberfläche hat Cointe (1989) für den Aufschlag einer elliptisch geformten Wassermasse auf einen Zylinder bestimmt. Mit den in Abb. 2.8 definierten Bezeichnungen berechnet sich aus der 1. Ordnung der Störungsrechnung (vgl. 2.2.1.4) die folgende zeitunabhängige Linienkraft (Achtung: fehlerhaft veröffentlicht!):

$$f_I = 2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot V^2 \cdot \frac{R_b \cdot R_s}{(R_b + R_s)} \quad (2.21)$$

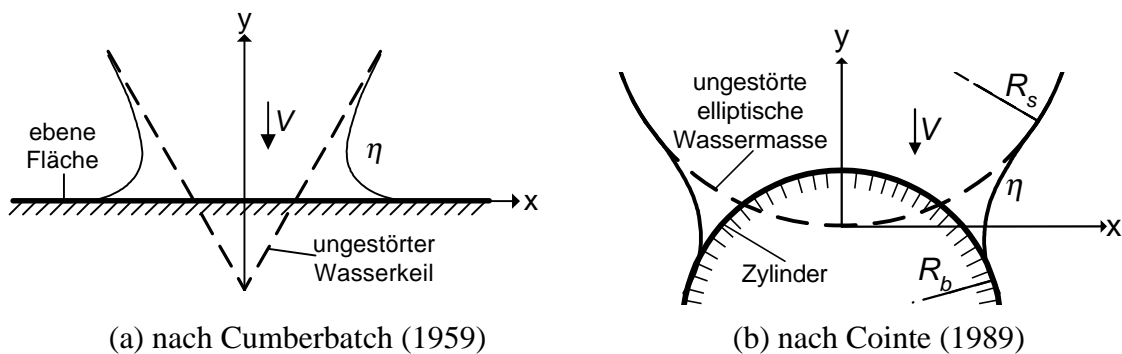


Abb. 2.8: Einschlag einer keilförmigen Wassermasse auf eine ebene Fläche (links) und Einschlag einer elliptisch geformten Wassermasse auf einen Zylinder (rechts)

Für die ebene Wasseroberfläche mit  $R_s \rightarrow \infty$  geht die Lösung aus Gl. (2.21) in die Lösung der 1. Ordnung nach Gl. (2.14) über. Der zeitabhängige Abfall der Linienkraft ergibt sich erst in einer höheren Ordnung der Störungstheorie, die aber analytisch nicht gelöst werden kann. Das Ergebnis aus Gl. (2.21) legt nahe, daß der Einfluß der Verformung der freien Wasseroberfläche auf die Stoßkraft vereinfacht durch einen zusätzlichen Faktor beschrieben werden kann. Auf Gl. (2.20) übertragen bedeutet das, daß die Abhängigkeiten von der Kontur der Brecherfront und den Einflüssen am Rand der Druckfläche in den „curling“ Faktor hineingezogen werden können.

Der dreidimensionale Aufschlag eines Kegels auf eine ebene Wasseroberfläche wurde von Chuang (1969) als quasi zweidimensionaler Fall beschrieben. Zu jedem Zeitpunkt läßt sich die Druckfläche näherungsweise als Kreisscheibe betrachten, so daß der Zeitverlauf der Stoßkraft in Abhängigkeit des Radius  $c(t)$  dieser Kreisscheibe bestimmt werden kann. Der eintauchende Kegel verursacht eine Verformung der Wasseroberfläche, so daß auch in diesem dreidimensionalen Fall der pile-up Effekt eine Verkürzung der Stoßdauer und eine Erhöhung der maximalen Stoßkraft bewirkt.

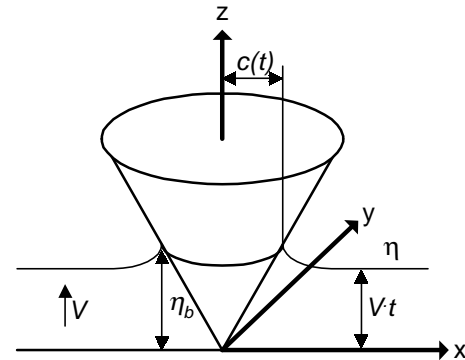


Abb. 2.9: Eintauchender Kegel nach Chuang (1969)

Die Übertragung der drei aufgeführten Beispiele auf die Situation am Zylinder zeigt, daß die Betrachtung des pile-up Effekts in der Ebene des Zylinderquerschnitts (s. Abschnitt 2.2.1) allein nicht genügt. Auch entlang der Zylinderachse tritt ein solcher Effekt auf, da die aufschlagende brechende Welle keine unendlich ausgedehnte Wasseroberfläche darstellt. Die Anwendung der Streifenmethode ignoriert jedoch den pile-up Effekt entlang der Zylinderachse.

Eine Verbesserung gegenüber der Streifenmethode kann erzielt werden, indem die Druckfläche, ähnlich der Kreisscheibe beim Aufschlag des Kegels, zu jedem Zeitpunkt durch geometrische Betrachtungen approximiert wird, beispielsweise durch eine Ellipse, deren eine Achse sich aus der Kontur der einschlagenden Wassermasse ergibt, während die zweite Achse gemäß der zweidimensionalen Betrachtungen (vgl. 2.2.1) durch die Geschwindigkeit der Wassermasse bestimmt wird.

### 2.3 Brechertypen und Brecherkinematik

Der dreidimensionale pile-up Effekt mit der daraus resultierenden Ungültigkeit der Streifenmethode bedingen, daß zur Untersuchung der Belastung des Zylinders durch brechende Wellen eine genaue Kenntnis der Kontur der Brecherfront und der Geschwindigkeitsverteilung in der Welle im Druckschlagbereich nicht erforderlich sind. Weder die Näherung der senkrechten Wellenfront noch die Näherung der höhenunabhängigen Geschwindigkeitsverteilung in der Welle werden benötigt, um die Stoßbelastung des Zylinders berechnen zu können. Abweichungen von der zur Staulinie des Zylinders parallelen Wellenfront und Geschwindigkeitsdifferenzen werden durch den pile-up Effekt ausgeglichen. Es besteht kein linearer Zusammenhang zwischen der Kontur der Brecherfront bzw. der Geschwindigkeitsverteilung in der Welle und der Stoßbelastung.

Um die Druckschlagfläche anzunähern, wird eine Vorstellung von der brechenden Welle benötigt. Es gilt, die Kontur der Welle zu beschreiben, um die Werte der Stoßbelastung zu vergleichen. Die maximale, zur Zylinderachse senkrechte Wassergeschwindigkeit in der brechenden Welle bestimmt Zeitverhalten und Dauer des Druckschlags und muß daher für die Analyse der Stoßbelastung bekannt sein.

### 2.3.1 Brechertypen

Werden Wellen instabil, so wird durch Verformung der Welle unter Energieabgabe erneut ein stabiler Zustand gebildet. Instabilitäten entstehen durch (i) Interferenz verschiedener Wellen und der daraus resultierenden Aufsteilung der Wasserspiegelauslenkung oder durch (ii) abnehmende Wassertiefe, die eine Abbremsung der Welle bei gleichzeitiger Aufsteilung bewirkt (Shoaling Effekt). Die daraus resultierende Umformung der Wellen wird als Wellenbrechen bezeichnet, wobei verschiedene Formen des Brechprozesses unterschieden werden. Bei Schwallbrechern bildet sich an der Brecherfront unterhalb des Wellenkamms ein turbulenter Bereich aus. Sturzbrecher formen unterhalb des Wellenkamms eine Brecherzunge, die beschleunigt durch die Gravitation in das Wellental stürzt (Abb. 2.10). Reflexionsbrecher bilden eine Brecherzunge aus, die sich nicht von der Brecherfront löst. Während Reflexionsbrecher lediglich an sehr steilen Böschungen mit hoher Reflexion auftreten, können Sturz- und Schwallbrecher sowohl im Flachwasser an Böschungen als auch im Tiefwasser durch Interferenz gebildet werden.

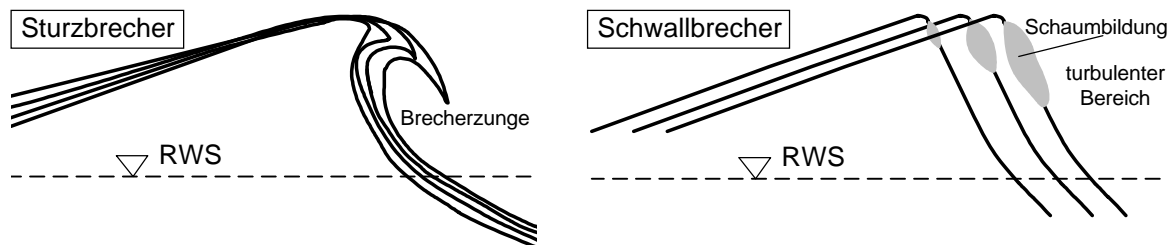


Abb. 2.10: Mögliche Brechertypen in Flach- und Tiefwasser

Die Energieabgabe erfolgt bei Sturzbrechern zeitlich und örtlich sehr begrenzt. Ein langsamerer Energieabbau findet bei Schwallbrechern statt, und bei Reflexionsbrechern wird eine geringere Energiemenge abgegeben. Demgemäß wird die größte Belastung eines Zylinders durch den Aufschlag von Sturzbrechern verursacht. Dieser Sachverhalt spiegelt sich im Betrag des curling Faktors wider, durch den der Brechertyp in die Berechnung der auf den Zylinder einwirkenden Kraft eingeht. Für Schwallbrecher beträgt der curling Faktor  $\lambda = 0,1$ , während für Sturzbrecher ein Wert von  $\lambda = 0,4-0,5$  angesetzt wird (Wiegel, 1982). Diese Werte wurden experimentell aus der Belastung senkrechter Zylinder durch brechende Wellen bestimmt (Goda, 1966).

Bei Schwallbrechern kommt es in dem turbulenten Bereich an der Brecherfront zu Lufteinschlüssen. Schlägt dieser Bereich auf den Zylinder auf, so ist die einwirkende Kraft nicht allein betragsmäßig geringer im Vergleich zu dem Einschlag von Sturzbrechern. Zugleich wird die Dauer des durch die Lufteinschlüsse gedämpften Druckstoßes vergrößert. Die Druckschlagbeschreibungen aus 2.2 sind daher nur eingeschränkt gültig für die Einwirkung durch Schwallbrecher. Cointe (1989) wendet dennoch für Schwallbrecher die theoretische Beschreibung des Druckstoßes ohne Lufteinschluß an und erhält den deutlich zu großen Wert von  $\lambda = 1,5$  (15-facher Wert!) für den curling Faktor.

Die Anwendung von Druckstoßbeschreibungen ohne Berücksichtigung eingeschlossener Luft bei gleichzeitiger Reduzierung des curling Faktors stellt daher eine sehr grobe Berücksichtigung des Brechertyps dar, da der veränderte Zeitverlauf des Druckstoßes nicht in die Beschreibung einfließt.

Die Untersuchungen in dieser Arbeit beschränken sich im folgenden auf die Einwirkung von Sturzbrechern. Da für diesen Brechertyp erst beim Aufschlag der Brecherzunge im Wellental ein Wasser-Luft Gemisch gebildet wird (gebrochene Welle), kann der Aufschlag der brechenden Welle auf einen Zylinder theoretisch beschrieben werden, ohne daß dämpfende Lufteinschlüsse berücksichtigt werden. Aus der Belastung des Zylinders durch Sturzbrecher läßt sich daher eine obere Grenze für die Belastung von Zylindern durch brechende Wellen bestimmen.

### 2.3.2 Kontur der brechenden Welle

Das Verhältnis von Wellenhöhe zu Wellenlänge gibt die Steilheit einer Welle an. Aufgrund ihrer Asymmetrien lassen sich brechende Wellen durch die Steilheit allein nicht hinreichend charakterisieren. Myrhaug und Kjeldsen (1986) definieren Parameter, die die Asymmetrie der brechenden Wellen berücksichtigen (Abb. 2.11). Dies sind der vertikale Asymmetrie Faktor  $\lambda'$ , der horizontale Asymmetrie Faktor  $\mu$  und die Frontsteilheit  $\varepsilon_{x,B}$ . Die in Abb. 2.12 angegebenen Wertebereiche der Parameter stammen aus Naturmessungen.

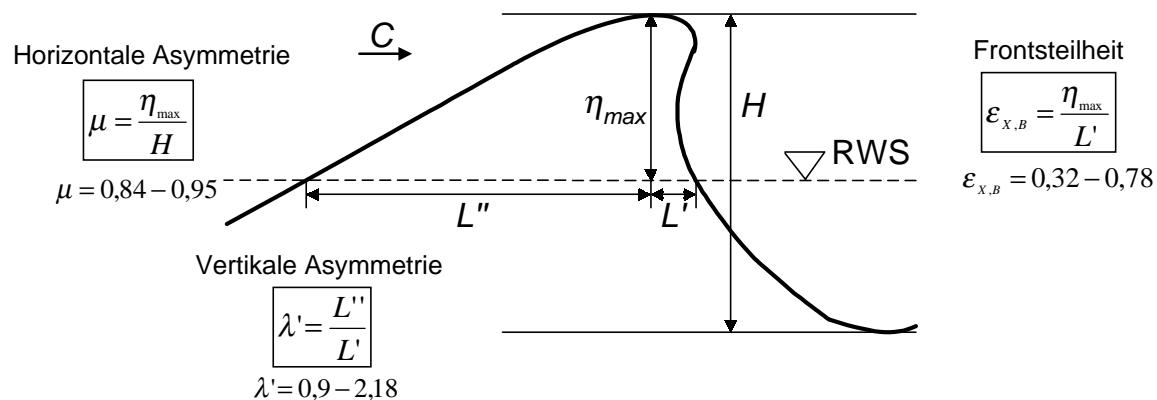


Abb. 2.11: Parametrisierung von brechenden Wellen nach Myrhaug und Kjeldsen (1986)

Der maximale Wert der Frontsteilheit von  $\varepsilon_{x,B} = 0,78$  entspricht einem Winkel von  $18^\circ$  zwischen der Brecherfront und der Lotrechten. Dies ist die Neigung zwischen Wellenkamm und Ruhewasserspiegel. Auch oberhalb des Ruhewasserspiegels ist die Steigung der Brecherfront nicht gleichmäßig verteilt. Teilabschnitte der Brecherfront sind steiler. Außerdem verändert sich die Form der Brecherfront während des Brechvorgangs durch die Ausbildung der Brecherzunge, wie in Abb. 2.10 schematisch skizziert. Daraus resultiert eine Abhängigkeit der Stoßbelastung des Zylinders von der Entwicklungsphase der brechenden Welle, oder räumlich betrachtet, eine Abhängigkeit vom Abstand zwischen Brechpunkt und Zylinder. Diese Abhängigkeit wird im curling Faktor nicht berücksichtigt. Chan et al. (1985) zeigen anhand der photographischen Dokumentation kleinmaßstäblicher Experimente die Unterschiede auf und teilen ihre Experimente in verschiedene Lastfälle ein. Für einen Teil dieser Lastfälle wird das Auftreten von Doppelpeaks des Druckstoßes durch lokale Druckmessungen nachgewiesen. Die größte Kraftwirkung wird auf den Zylinder ausgeübt, wenn der Zylinder am Brechpunkt der Welle lokalisiert ist. Griffith et al. (1992) begründen diese Tatsache über die senkrechte Wellenfront am Brechpunkt, die zu einem Druckschlag über die ganze Höhe der Wellenfront führt. Experimentell haben Eason und Greated (1985) die maximale Belastung am Brechpunkt für den horizontalen Zylinder nachgewiesen.



### 2.3.3 Kinematik der brechenden Welle

Aus einer Reihe von experimentellen Untersuchungen stehen Meßwerte für die maximale horizontale Partikelgeschwindigkeit in einer brechenden Welle zur Verfügung. Griffith et al. (1992) haben die Ergebnisse zusammengetragen (Tab. 2.1). Die Werte für die horizontale Partikelgeschwindigkeit  $u_{\max}$  werden auf die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$  bezogen. Es ergibt sich in guter Übereinstimmung der meisten Versuche, daß die Werte von  $u_{\max}$  und  $C$  übereinstimmen. Lediglich die Werte von Kjeldsen und Myrhaug (1980) weisen auf eine maximale, horizontale Partikelgeschwindigkeit in der Brecherzunge hin, die deutlich größer ist als die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit. Die Diskussion dieser Werte (Griffiths et al., 1992) zeigt auf, daß die Abweichung aus der Festlegung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit erwächst, die nicht gemessen wurde, sondern aus den zur Wellengenerierung vorgegebenen Parametern bestimmt wurde. Dieser Wert der Fortschrittsgeschwindigkeit stimmt nicht mit der zu betrachtenden Fortschrittsgeschwindigkeit des Wellenpakets am Brechpunkt überein.

Die zu niedrigen Werte des Quotienten aus  $u_{\max}$  und  $C$  bei Divoky et al. (1970) und bei Hedges und Kirkgoz (1981) sind dagegen auf die Unterbewertung der Partikelgeschwindigkeit zurückzuführen, die durch eine unzureichende Apparatur zur Messung der Geschwindigkeit verursacht wird.

Autoren	Brechertyp	Bereich	$u_{\max} / C$
Divoky et al. (1970)	Schwallbrecher	Flachwasser	0,5*
Van Dorn und Pazan (1975)	Schwallbrecher Sturzbrecher	Tiefwasser	0,85 0,95
Kjeldsen und Myrhaug (1980)	Sturzbrecher	Tiefwasser	2,8*
Hedges und Kirkgoz (1981)	Schwallbrecher Sturzbrecher	Flachwasser	1,0 0,3-0,45*
Mizuguchi (1986)	Sturzbrecher	Flachwasser	1,1
Skjelbreia (1987)	Schwallbrecher Sturzbrecher	Flachwasser	0,8 >1,0
Griffiths et al. (1992)	Schwallbrecher Sturzbrecher	Flachwasser	1,0 1,0

\* behaftet mit systematischem Fehler

Tab. 2.1: Gemessene maximale horizontale Partikelgeschwindigkeiten (Griffiths et al., 1992)

Für eine an einer Böschung brechenden Welle kann die Fortschrittsgeschwindigkeit  $C$  in Abhängigkeit von der Höhe der Welle am Brechpunkt  $H_b$  angegeben werden. Wiegel (1982) formuliert diesen Zusammenhang empirisch wie folgt:

$$C = 1,12 \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot H_b} \quad (2.22)$$

Wird in Gl. (2.5) zudem die maximale Wasserspiegelauslenkung  $\eta_b$  durch die Brecherhöhe  $H_b$  ersetzt ( $\eta_b/H_b \approx 0,8$  nach Wiegel, 1982) und statt des curling Faktors  $\lambda$  ein entsprechend neuer Koeffizient definiert, so kann die auf den Zylinder einwirkende Stoßkraft in Abhängigkeit von der Brecherhöhe  $H_b$  angegeben werden. Es ergibt sich eine Proportionalität zwischen der maximalen Stoßkraft und dem Quadrat der Brecherhöhe.

In dieser Arbeit wird der Bezug zu der Brecherhöhe nicht hergestellt. Statt dessen wird konsequent die Formulierung in Abhängigkeit von der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit verwendet. Dadurch sind die Betrachtungen nicht auf das Wellenbrechen an Böschungen beschränkt. Die Zuverlässigkeit der theoretischen Analyse wird zudem nicht durch Einfügen der empirischen Gl. (2.22) vermindert. Vor allem aber ist für das Verständnis des Stoßprozesses das Bewußtsein wichtig, daß dieser Prozeß von dem Geschwindigkeitsquadrat der einschlagenden Wassermasse bestimmt wird. Dieser Zusammenhang geht verloren, wenn die Formulierung in Abhängigkeit der Wellenhöhe gewählt wird.

## 2.4 Experimentelle Untersuchungen

In den beiden vorangegangenen Kapiteln sind umfangreiche Erkenntnisse über Druckschläge an Zylindern und über brechende Wellen dokumentiert. Mit experimentellen Untersuchungen muß eine Brücke zwischen den Kenntnissen in den beiden Bereichen geschlagen werden.

Für den konkreten Fall der Wechselwirkung zwischen brechender Welle und Zylinder ist die Gültigkeit der Annahmen, die der theoretischen Druckschlagbeschreibung zugrunde liegen, experimentell zu bestätigen. Die Beschreibung der Wassermasse als reibungsfreie, rotationsfreie, inkompressible und schwerelose Flüssigkeit, die frei von Oberflächenspannung ist, muß für den Einschlag einer brechenden Welle überprüft werden. Es ist nachzuweisen, daß die maximale Geschwindigkeit der einschlagenden Wassermasse gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ist. Anschließend ist ein Ansatz für die Approximation der Druckschlagfläche aus den Experimenten abzuleiten und an den Meßdaten zu prüfen.

Ein Überblick über die in der Vergangenheit zu dieser Problematik durchgeführten Experimente ist in chronologischer Folge in Tab. 2.2 angegeben. Die Übersicht beschränkt sich auf Experimente, in denen festinstallierte Zylinder durch brechende Wellen belastet wurden. Schwimmende Zylinder wurden nicht berücksichtigt, da bei denen die Druckschlagbelastung durch brechende Wellen nicht achsnormal erfolgt und deren Responseverhalten verschieden ist von dem festmontierter Zylinder. In dem Überblick in Tab. 2.2 werden die Versuchsbedingungen getrennt nach Modell- und Wellenparametern beschrieben. Die Modellparameter enthalten Angaben über den Maßstab der Versuche. So werden die Ausmaße des jeweiligen Wellenkanals, der Durchmesser des Testzylinders und die Neigung der Böschung aufgelistet, sofern die Wellen an einer Neigung brechen. Die Wellenparameter beinhalten die Werte für die Wassertiefe, die Wellenhöhen und Wellenperioden.

Die Experimente unterscheiden sich im Maßstab und decken einen Bereich über den Faktor 10 zwischen größtem und kleinstem Maßstab ab. Der kleinste untersuchte Zylinder hat einen Durchmesser von etwa  $D=5$  cm (Hall, 1958), während der größte Zylinder einen Durchmesser von  $D=50$  cm aufweist (Chaplin et al., 1992).

Eine weitere Unterscheidung weisen die Experimente durch die Methode zur Erzeugung der brechenden Wellen auf. In den meisten Experimenten setzt das Wellenbrechen an einem geneigten Untergrund ein. Dazu wurden Böschungen in die Wellenkanäle eingebaut. Goda (1973), Lean und Harris (1973), Reinius und Sandström (1976), Hovden und Tørum (1991) und Tørum und Kyte (1996) haben statt dessen Untiefen installiert und erhalten damit andere Verhältnisse in Bezug auf die Reflexion der Wellen. In den Versuchen von Kjeldsen et al. (1985), Ochi und Tsai (1985), Zhou et al. (1991), Chaplin et al. (1992) und Chan et al. (1995) werden brechende Wellen durch Interferenzen im Tiefwasser erzeugt.

Autoren	Modellparameter	Wellenparameter
Hall (1958)	$L \cdot B [m] = 18,3 \cdot 0,3$ $D_1 = 4,5 \text{ cm} / D_2 = 7,6 \text{ cm}$ $\alpha = 1:10$	$d_b = 2,5 - 12,2 \text{ cm}$ $H_0 = 3,4 - 16,1 \text{ cm}$ $T = 1,0 - 2,64 \text{ s}$
Ross (1959)	$L \cdot B \cdot T [m] = 193,5 \cdot 4,5 \cdot 6$ $D = 32 \text{ cm}$ $\alpha = 1:15$	$d_b = 0,33 - 2,71 \text{ m}$ $H_0 = 1,13 - 1,52 \text{ m}$ $T = 3,75 - 11,33 \text{ s}$
Goda (1964)	$L \cdot B \cdot T [m] = 105 \cdot 3 \cdot 2,5$ $D_1 = 7,62 \text{ cm} / D_2 = 13,98 \text{ cm}$ $\alpha = 1:100$	$d_b = 1 - 2 \text{ m}$ $H_0 = 10 - 80 \text{ cm}$ $T = 1,5 - 7,9 \text{ s}$
Goda (1973)	Maßstab 1:40 $L \cdot B \cdot T [m] = 30 \cdot 5 \cdot 1$ $D_1 = 2 \text{ cm} / D_2 = 3 \text{ cm}$ runde / längliche Untiefe Höhe der Untiefe jeweils 0,46 m	$d = 0,36 - 0,56 \text{ m}$ $H_0 = 10 - 30 \text{ cm}$ $T = 1,3 - 2,3 \text{ s}$
Lean & Harris (1973)	Maßstab 1:100 $L \cdot B [m] = 58 \cdot 1,2$ $D = 4,3 \text{ cm}$ auf 6,7 cm $\alpha = 1:10$	$d_p = 18 \text{ cm}$ $H_0 = 9 - 18 \text{ cm}$ $T > 1,2 \text{ s}$
Honda & Mitsuyasu (1974)	$L \cdot B \cdot T [m] = 13,4 \cdot 0,6 \cdot 0,8$ $D = 4,8 \text{ cm}$ $\alpha = 1:15$	$d_b = 123 - 140 \text{ mm}$ $H_0 = 10 \text{ cm}$ $T = 0,8 - 1,86 \text{ s}$ $s = 0,01 - 0,05$
Watanabe & Horikawa (1974)	$L \cdot B \cdot T [m] = 40 \cdot 25 \cdot (0,6 - 1,1)$ $D_1 = 13 \text{ cm} / D_2 = 50 \text{ cm}$ $\alpha = 1:30$	$d_p = 20 \text{ cm}$ $H_0 = 2 - 19,3 \text{ cm}$ $T = 1 - 2 \text{ s}$
Reinius & Sandström (1976)	Maßstab 1:60 $B \cdot T [m] = 1,2 \cdot 0,8$ $D = 7 \text{ cm}$ $\alpha_1 = 1:2 / \alpha_2 = 0$	$d_b = 233 \text{ mm}$ $H_0 = 4,6 - 24 \text{ cm}$ $T = 0,75 - 1,55 \text{ s}$ $s = 0,03 - 0,066$
Sawaragi & Nochino (1984)	$D = 7 \text{ cm}$ $\alpha_1 = 1:15 / \alpha_2 = 1:30$	Einzelwellen $\eta_{\max} = 12 \text{ cm}$ $d_{p,1} = 70 \text{ mm} / d_{p,2} = 100 \text{ mm}$
Ochi & Tsai (1984)	$L = 40 \text{ m}$ $D = 10,2 \text{ cm}$	Wellenpakete
Kjeldsen, Tørum & Dean (1986)	Maßstab 1:25 $L \cdot B \cdot T [m] = 80 \cdot 50 \cdot (0,1 - 10)$ $D = 6 \text{ cm}$	interferierende Wellenpakete $d = 3 \text{ m}$ $H_0 < 1 \text{ m}$ $T = 0,5 - 3,6 \text{ s}$
Tanimoto, Takahashi, Kaneko & Shiota (1986)	$L \cdot B \cdot T [m] = 105 \cdot 3 \cdot 2,5$ $D = 14 \text{ cm}$ $\alpha_1 = 1:30 / \alpha_2 = 1:100$	$d_p = 0,7 \text{ m}$ $T = 2 - 4 \text{ s}$
Reddish & Basco (1987)	$L \cdot B \cdot T [m] = 36 \cdot 0,6 \cdot 0,9$ $D = 7,6 \text{ cm}$ $\alpha = 1:35$	$d_b = 230 \text{ mm}$
Apelt & Piorewicz (1987)	$L \cdot B \cdot T [m] = 25,7 \cdot 0,9 \cdot 0,6$ $L \cdot B \cdot T [m] = 15 \cdot 3 \cdot 0,5$ $D_1 = 10,2 \text{ cm} / D_2 = 15,3 \text{ cm}$ $\alpha = 1:15$	$d = 0,35 \text{ m}$ $T = 0,8 - 1,8 \text{ s}$ $s = 0,01 - 0,05$

Tab. 2.2: Überblick über bisherige experimentelle Untersuchungen zur Belastung von Zylindern durch brechende Wellen (Fortsetzung auf nächster Seite)

Autoren	Modellparameter	Wellenparameter
Dijkman (1988)	$L*B*T$ [m]=38*0,8*1,3 D=6cm $\alpha=1:15$	JONSWAP Spektren d=0,65m $H_{S0}=6,5$ cm
Hovden & Tørum (1991)	$L*B$ [m]=54*5 D=6cm elliptisch-parabolisch geformte Untiefe	d=0,9-0,95m $H_0=4-18$ cm T=1,0-1,8s
Zhou, Chan & Melville (1991)	$L*B*T$ [m]=30*0,76*0,9 $D_1=12$ cm / $D_2=17$ cm / $D_3=22$ cm	interferierende Wellenpakete d=0,6m $L'=1,93$ m $T'=1,14$ s C=1,69m/s
Chaplin, Greated, Flintham & Skyner (1992)	$L*B*T$ [m]=230*5*7 D=0,5m zusätzlich im Maßstab 1:4	Wellenpakete d=5m $\eta_{max}=2$ m
Chan, Cheong & Tan (1995)	$L*B*T$ [m]=30*2*1,3 $D_1=20,3$ cm(Stahl) / $D_2=21,6$ cm(PVC)	interferierende Wellenpakete d=0,8m $\eta_{max}=0,185$ m $L'=2,477$ m $T'=1,282$ s C=1,932m/s
Kyte & Tørum (1996)	Maßstab 1:100 D=6cm	$d_p=0,05$ m $H_0=4-22$ cm T=1,0-1,6s
<b>Legende:</b> $L*B*T$ : Ausmaße des Wellenkanals $\alpha$ : Sohlneigung C: Phasengeschwindigkeit $C=L'/T'$ D: Zylinderdurchmesser d: Wassertiefe $d_p$ : Wassertiefe am Pfahl $d_b$ : Wassertiefe am Brechpunkt $H_0$ : Wellenhöhe im Tiefwasser $H_{S0}$ : signifikante Wellenhöhe im Tiefwasser $H_b$ : Wellenhöhe am Brechpunkt $\eta_{max}$ : maximale Erhebung der Wasseroberfläche $\eta_b$ : maximale Erhebung der Wasseroberfläche am Brechpunkt $L_0$ : Wellenlänge im Tiefwasser $L'$ : charakteristische Wellenlänge der Wellenpakete s: Steilheit der Wellen $s=H_0/L_0$ T: Wellenperiode $T'$ : charakteristische Wellenperiode der Wellenpakete		

Tab. 2.2: Fortsetzung

In Tab. 2.3 ist die in den Experimenten eingesetzte Meßtechnik aufgeführt. Schon die Aufteilung der Tabelle macht deutlich, daß allgemein ein größerer Aufwand für die experimentelle Erfassung der Wellenkinematik betrieben wurde als für die Bestimmung der auf den Zylinder einwirkenden Kraft. Die Abhängigkeit des Brechpunktes von der Böschungsneigung und den Wellenparametern und das zugleich über eine kurze Distanz stattfindende Brechen der Wellen stellen hohe Anforderungen an die Anordnung der Meßgeber zur Ermittlung der Kinematik in der brechenden Welle.

Die ermittelte Belastung beschränkt sich für die frühen Experimente bis zum Ende der 70er Jahre auf die Gesamtkraft. Kraftmessungen basieren grundsätzlich auf der Messung von entsprechend geeichten Dehnungen und sind deshalb durch die Eigenfrequenz des Zylinders oder entsprechender Segmente beschränkt. Typischerweise liegt diese Eigenfrequenz im Bereich bis einige 100 Hz. Das Zeitverhalten der Druckschläge konnte mit den Gesamtkraftmessungen nicht aufgelöst werden. Statt dessen wurde der Zeitverlauf seit Mitte der 60er Jahre gemäß der Annahme von Goda angesetzt (s. Gl. (2.4)).

Erst Mitte der 80er Jahre wurde durch die Anordnung mehrerer Segmente übereinander eine vertikale Kraftverteilungen bestimmt (Sawaragi und Nochino, 1984). Auch diese Messungen gestatten keine Auflösung des Zeitverlaufs. Dennoch erweitern Sawaragi und Nochino die Annahme von Goda um eine Theorie der geneigten Wellenfront, die über die Höhe einen Zeitverschub des Druckschlags aufgrund des Winkels zwischen Wellenfront und Staulinie des Zylinders beschreibt. Diese Betrachtung entspricht dem Aufschlag des ungestörten Wasserkeils (Abb. 2.8) und widerspricht damit der Betrachtung von Cumberbatch (1959). Sawaragi und Nochino aber sehen ihre Theorie durch ihre Meßwerte bestätigt. Die Abweichung von den Meßdaten wird mit Lufteinschlüssen begründet. Dieses Argument hätte die gesamte Abweichung von dem Zeitverlauf nach Goda begründen können, auch ohne geneigte Wellenfront. Der Einfluß der Trägheit des Zylindersegments auf die Kraftmessung wird weder berücksichtigt noch diskutiert.

Seit Mitte der 80er Jahre wurden außerdem Druckmeßdosen zur Messung der Belastung des Zylinders verwendet. Diese Meßmethode gestattet die Ermittlung vertikaler sowie horizontaler Druckverteilungen. Der Einsatz von Druckmeßdosen ermöglicht zudem die Auflösung des Zeitverhaltens der Druckschläge. Die Eigenfrequenz der Membranen der Drucksensoren beträgt typischerweise 50 kHz, so daß Ereignisse im Zehntelmillisekundenbereich aufgelöst werden. Ochi und Tsai (1984) haben nur eine Druckmeßdose in ihrem Testzylinder installiert, so daß die Ausbreitung des Druckstoßes entlang dem Umfang nicht gemessen werden konnte. Der Zeitverlauf des Druckstoßes konnte lediglich in den Experimenten von Zhou et al. (1991), Chaplin et al. (1992) und Chan et al. (1996) aufgezeichnet werden. Von keinem dieser Autoren wurde jedoch ein Zusammenhang zwischen den experimentell bestimmten Drücken und einer theoretischen Beschreibung des Druckschlags hergestellt.

Chan et al. (1996) wollen aus der Integration über die Drücke Linienkräfte in der Ebene normal zur Zylinderachse bestimmen. Der Vergleich mit theoretisch bestimmten Drücken zeigt, daß der Druckverlauf derart lokal ist, daß die Integration, die eine Interpolation über die Meßstellen beinhaltet, nicht gerechtfertigt ist. Die von Chan et al. berechneten Linienkräfte sind daher nicht korrekt.

Die gemessenen Druckverläufe in der Ebene normal zur Zylinderachse, die von Chan et al. veröffentlicht wurden, weisen nicht grundsätzlich den größten Druck in der Staulinie auf. Statt dessen tritt der maximale Druck mitunter um  $15^\circ$  versetzt zur Staulinie auf. Diese Beobachtung steht im Widerspruch zu den theoretischen Beschreibungen des Druckschlags. Der theoretisch ermittelte Druck in der Staulinie ist aber derart kurzzeitig, daß Chan et al. den Druckpeak mit ihrer Meßapparatur nicht auflösen konnten. Lokal in der Staulinie, deren Tangente normal zur Wellenausbreitung ist, treten zudem Dämpfungseffekte auf, die den Druck in der Staulinie vermindern, aber wegen ihres streng lokalen und kurzzeitigen Charakters für die Betrachtung der Linienkraft vernachlässigt werden können. Die Beobachtung aus dem Vergleich der gemessenen Drücke stellt daher nicht die Theorie in Frage, sondern weist lediglich auf Unzulänglichkeiten der Meßtechnik und auf zusätzliche Effekte hin.

Autoren	Bestimmung der Wellenkinematik	Messung der einwirkenden Kraft
Hall (1958)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Wellendraht zur Messung der Wellenhöhe im Tieftief</li> <li>• In bewegten Bildern (32 Hz) wird die Einwirkung der Welle festgehalten. Anhand einer eingblendeten Uhr werden die Bilder mit den Meßwerten synchronisiert.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 2 Gesamtkraftaufnehmer messen oben und unten die Verschiebung bezüglich eines vertikalen Mittelträgers.</li> </ul>
Ross (1959)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Wellendraht zur Messung der Wellenhöhe nahe dem Pfahl</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 lokaler Kraftaufnehmer mißt die Kraft auf ein 1 m hohes Pfahlsegment, indem die Verschiebung des Pfahlsegments bezüglich eines Mittelträgers mit Dehnmeßstreifen gemessen wird.</li> </ul>
Goda (1964)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 3 Wellendrähte zur Bestimmung der Wellenhöhe beim Brechen, wobei ein Wellendraht genau im Brechpunkt positioniert ist</li> <li>• 6 Flügelradströmungs sonden zur Messung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen. Diese Messungen wurden nur für nicht-brechende Wellen durchgeführt und auf brechende Wellen übertragen unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit unter dem Kamm der brechenden Welle gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ist.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Gesamtkraftaufnehmer mißt die Kraft auf den Pfahl am oberen Haltepunkt, während der Pfahl am Boden auf einem Pivot-Lager steht. Kraftmessungen wurden nur bei nicht-brechenden Wellen ohne Neigung des Untergrunds durchgeführt.</li> </ul>
Goda (1973)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Wellendraht zur Messung der Wellenhöhe vor der Untiefe und 1 Wellenpegel auf der Untiefe</li> <li>• 1 Flügelradströmungs sonde zur Messung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit auf der Untiefe</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Gesamtkraftaufnehmer, bestehend aus 4 Dehnmeßstreifen im Fußpunkt des Pfahls. Aus der Höhenverschiebung der Dehnmeßstreifen zueinander kann das Moment bestimmt werden.</li> </ul>
Lean & Harris (1973)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Wellendraht zur Messung der Wasserspiegelauslenkung vor der Untiefe, 1 Wellendraht auf Höhe des Pfahls</li> <li>• 1 Flügelradsonde zur Messung der Partikelgeschwindigkeit am Fuß des Pfahls</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 2 Gesamtkraftaufnehmer an den Haltepunkten (oben / unten)</li> </ul>
Mitsuyasu & Honda (1974)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Wellendraht zur Messung der Wellenhöhe</li> <li>• Berechnung der Partikelgeschwindigkeiten und Partikelbeschleunigungen aus der Wellentheorie für kleine Amplituden</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Gesamtkraftaufnehmer, der die Kraft auf den Haltearm an der Oberkante des Kanals mißt</li> </ul>
Watanabe & Horikawa (1974)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 2 Wellendrähte zur Messung der Wasserspiegelauslenkung und zur Ermittlung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit</li> <li>• 6 Flügelradströmungs sonden zur Messung der vertikalen Verteilung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit</li> <li>• Annahmen, daß maximale Geschwindigkeit unter dem Kamm der Welle auftritt, und daß die Geschwindigkeit unter dem Kamm der brechenden Welle gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ist</li> <li>• Berechnung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit nach Goda (1964)</li> <li>• Berechnung der Partikelbeschleunigungen aus der Wellentheorie für kleine Amplituden</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Gesamtkraftaufnehmer, der aus 2 Dehnmeßstreifen aufgebaut ist, die die Verschiebung gegenüber einem Mittelträger messen</li> </ul>

Tab. 2.3: Überblick über die eingesetzte Meßtechnik  
(Fortsetzung auf nächster Seite)

Autoren	Bestimmung der Wellenkinematik	Messung der einwirkenden Kraft
Reinius & Sandström (1976)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Messung der Wellenhöhe im Tiefwasser, Berechnung der Wellenhöhe am Modell unter Anwendung der Shoalingkoeffizienten aus der linearen Wellentheorie bzw. Cnoidal Wellentheorie</li> <li>• Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsfelder der brechenden Wellen werden separate Experimente ohne Pfahl im Maßstab 1:2,3 zu den eigentlichen Untersuchungen in einem 0,2 m breiten Kanal durchgeführt. Die Partikelgeschwindigkeiten werden aus der Länge der Bahn schwimmender Plastikpartikel auf Fotoaufnahmen gewonnen.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Gesamtkraftaufnehmer, der die Kraft auf den Haltearm an der Oberkante des Kanals mißt</li> </ul>
Sawaragi & Nochino (1984)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Die Wellenhöhe und die Geschwindigkeit der brechenden Wellen wird aus Filmaufnahmen bestimmt.</li> <li>• Berechnet wird die Geschwindigkeit der brechenden Wellen nach der Solitary Wave Näherung.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 5 lokale Halbring-Kraftaufnehmer messen die Verschiebung der Halbringe an der Vorderfront gegen den massiven Zylinder.</li> </ul>
Ochi & Tsai (1984)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 3 Wellendrähte zur Bestimmung der Wasserspiegelauslenkung</li> <li>• Bestimmung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit aus den stroboskopischen Kameraaufnahmen eines kleinen Nylonpartikels</li> <li>• Bestimmung der Geschwindigkeit der brechenden Welle aus den stroboskopischen Kameraaufnahmen des Kamms der brechenden Welle</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 Druckaufnehmer auf der Höhe des Wellenkamms der brechenden Welle</li> </ul>
Kjeldsen, Tørum & Dean (1986)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Messung der Wasserspiegelauslenkung und gleichförmiger Strömungen</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 26 lokale Kraftaufnehmer (Meßfrequenz 20 Hz) messen die Dehnung auf einem jeweils 15 mm breiten Ring, aufgelöst in in-line Kräfte und transversale Kräfte.</li> </ul>
Tanimoto, Takahashi, Kaneko & Shiota (1986)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Die Wellenhöhe der brechenden Wellen wird gemessen.</li> <li>• Die Geschwindigkeit der brechenden Wellen wird aus Filmaufnahmen bestimmt und stimmt überein mit <math>u_b = (g \cdot (d_p + \eta_b))^{1/2}</math>.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 13 lokale Kraftaufnehmer messen die Verschiebung von Pfahlsegmenten bezüglich eines Mittelträgers.</li> </ul>
Reddish & Basco (1987)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Messung der Wasserspiegelauslenkung an zwei Punkten</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 höhenverstellbarer lokaler Kraftaufnehmer, der die Verschiebung des Testsegments bezüglich eines Mittelträgers mißt</li> </ul>
Apelt & Piorewicz (1987)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 2 Wellendrähte zur Bestimmung der Wasserspiegelauslenkung;</li> <li>• Geschwindigkeit der brechenden Welle wird nach Wiegel (1982) berechnet (Gl. (2.22)).</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 2 Kraftaufnehmer (am Boden / oberhalb SWL) messen Dehnung gegenüber einem Mittelträger, der mittels eines Rahmens an der Oberkante des Kanals befestigt ist und entlang dem Kanal verschoben werden kann.</li> </ul>
Dijkman (1988)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Geschwindigkeit der brechenden Welle wird nach Wiegel (1982) berechnet (Gl. (2.22)).</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 lokaler Kraftaufnehmer mißt die Dehnung auf einem 15 mm breiten Ring, aufgelöst in in-line Kräfte und transversale Kräfte (vgl. Kjeldsen et al.).</li> </ul>

Tab. 2.3: Fortsetzung

Autoren	Bestimmung der Wellenkinematik	Messung der einwirkenden Kraft
Hovden & Tørum (1991)	<ul style="list-style-type: none"> <li>Wasserspiegelauslenkung aus visueller Beobachtung</li> <li>Berechnung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit nach Goda (1973): <math>u_b = (g \cdot H_0)^{1/2}</math> und abgeleitet aus Godas Meßwerten für großes <math>H_0</math>: <math>u_b = (g \cdot (d + H_0))^{1/2}</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>2 Gesamtkraftaufnehmer an den Haltepunkten (oben / unten)</li> </ul>
Zhou, Chan & Melville (1991)		<ul style="list-style-type: none"> <li>5 Druckmeßdosen (Fabrikat Kistler 606A, Meßfrequenz 20 kHz) zur Messung der vertikalen Druckverteilung</li> </ul>
Chaplin, Greated, Flinham & Skyner (1992)	<ul style="list-style-type: none"> <li>1 Wellendraht zur Messung der Wellenhöhe 5 m vor dem Pfahl und 1 Wellenpegel auf der Höhe des Pfahls</li> <li>2 Druckmeßdosen messen den statischen Druck an der Vorder- und der Rückseite des Pfahls</li> <li>3 Strömungs sonden (Perforated Ball Velocity Meters) zur Messung der horizontalen und vertikalen Partikelgeschwindigkeit am Pfahl in der Höhe der Kraftmessungen</li> <li>Überprüfung der Geschwindigkeitswerte durch Messungen mit einer optischen Methode (Fibre Optic Probe)</li> <li>zusätzliche kleinmaßstäbliche Experimente zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung in brechenden Wellen mit der LDA sowie der PIV-Methode</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>24 Druckmeßdosen (Meßfrequenz 1 kHz/12 kHz) messen die horizontale Druckverteilung in einem Ring um den Pfahl oberhalb des Ruhewasserspiegels. 2 zusätzliche Druckmeßdosen an der Vorderseite des Pfahls und 1 Druckmeßdose auf der Rückseite</li> <li>2 lokale Kraftaufnehmer messen die Verschiebung von Pfahlsegmenten unterhalb des Ruhewasserspiegels.</li> <li>Die Höhe der Ringe kann durch vertikale Verschiebung des gesamten Pfahls in 8 unterschiedliche Positionen variiert werden.</li> </ul>
Chan, Cheong & Tan (1995)	<ul style="list-style-type: none"> <li>2 Wellendrähte messen die Wasserspiegelauslenkung.</li> <li>Entwicklung der brechenden Welle aus Videobildern</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>12 Druckmeßdosen (Firma Druck, Fabrikat PDCR-200, Maximaldruck 6 bar, Meßfrequenz 20 kHz), die an unterschiedlichen Positionen am Pfahl sowohl vertikale als auch horizontale Druckverteilungen messen</li> </ul>
Kyte & Tørum (1996)	<ul style="list-style-type: none"> <li>3 Wellendrähte zur Bestimmung der Wasserspiegelauslenkung</li> <li>Berechnung der horizontalen Partikelgeschwindigkeit nach Goda (1973): <math>u_b = (g \cdot H_0)^{1/2}</math> und abgeleitet aus Godas Meßwerten für großes <math>H_0</math>: <math>u_b = (g \cdot (d + H_0))^{1/2}</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>2 Gesamtkraftaufnehmer an den Haltepunkten (oben / unten)</li> <li>9 lokale Kraftaufnehmer messen die Verschiebung von Pfahlsegmenten bezüglich eines vertikalen Mittelträgers.</li> </ul>
<b>Legende:</b> <div style="display: flex; justify-content: space-between; padding: 0 10px;"> <div>d:</div> <div>Wassertiefe</div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-between; padding: 0 10px;"> <div><math>d_p</math>:</div> <div>Wassertiefe am Pfahl</div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-between; padding: 0 10px;"> <div>g:</div> <div>Gravitationskonstante</div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-between; padding: 0 10px;"> <div><math>H_0</math>:</div> <div>Wellenhöhe im Tiefwasser</div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-between; padding: 0 10px;"> <div><math>\eta_b</math>:</div> <div>maximale Erhebung der Wasseroberfläche am Brechpunkt</div> </div> <div style="display: flex; justify-content: space-between; padding: 0 10px;"> <div><math>u_b</math>:</div> <div>horizontale Partikelgeschwindigkeit der brechenden Welle</div> </div>		

Tab. 2.3: Fortsetzung

Wegen des fehlenden Bezugs zu theoretischen Beschreibungen des Druckschlags hat somit auch der Einsatz von Druckmeßdosen bisher das Zeitverhalten des Druckstoßes nach der Argumentation von Goda nicht in Frage gestellt. Lediglich Tanimoto et al. (1986) diskutieren den pile-up Effekt. Mit ihrer Kraftmessung an Zylindersegmenten können sie aber das Zeitverhalten des Druckschlags experimentell nicht auflösen. Für ihren Berechnungsansatz berücksichtigen sie den pile-up Effekt, indem sie grob abschätzen, daß die Dauer des Druckschlags halbiert wird. Der Einfluß auf den Wert der Linienkraft wird nicht berücksichtigt.



Keines der hier aufgeführten Experimente gibt somit Aufschluß über die Gültigkeit der theoretischen Druckschlagbeschreibungen für die Einwirkung der brechenden Wellen. Eigene Versuche sollen die Möglichkeit zum Vergleich der theoretischen Beschreibung mit den Meßwerten geben. Dazu müssen Drücke entlang dem Umfang des Zylinders gemessen werden, und zwar mit ausreichender Meßfrequenz, um die Druckverläufe ausreichend aufzulösen. Auf diese Weise können die Annahmen der theoretischen Beschreibung gerechtfertigt werden. Diese Annahmen sind nicht direkt überprüfbar, und ihre Gültigkeit muß daher indirekt über den Vergleich der Drücke nachgewiesen werden. Die Druckverteilung ist wiederum abhängig von der Geschwindigkeit der Wassermasse. Die Wassergeschwindigkeiten müssen daher gleichzeitig gemessen werden, und zwar (i) die Wasserpartikelgeschwindigkeiten in der brechenden Welle in verschiedenen Höhen, um den maximalen Wert dieser Geschwindigkeit zu bestimmen, und (ii) die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit am Brechpunkt, um nicht die Gleichheit der beiden Geschwindigkeiten voraussetzen zu müssen.

## 2.5 Präzisierung der Zielsetzung und des Vorgehens

Aus theoretischen Betrachtungen des Druckschlags an Zylindern leitet sich der pile-up Effekt ab. Eine Wassermasse schlägt auf den Zylinder auf, wird von dem Zylinder verdrängt und strömt nach außen, wo sich eine Aufstauung ausbildet (Abb. 2.12). Dieses verdrängte Wasser beschleunigt den Eintauchprozess am Zylinder und nimmt daher wesentlichen Einfluß auf die Belastung des Zylinders. Die Verdrängung des Wassers und Aufstauung am Rand ist nur durch die Verformung der freien Oberfläche des Wassers möglich. Bisher wurde dieser Effekt für die Belastung von Zylindern durch brechende Wellen vernachlässigt. In dieser Arbeit soll der Einfluß des pile-up Effekt auf den Druckschlag der brechenden Welle beschrieben werden. Theoretische Betrachtungen sollen von experimentellen Untersuchungen begleitet und durch die Versuche verifiziert werden.

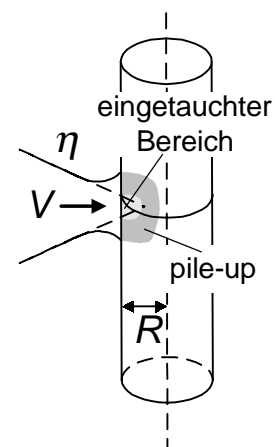


Abb. 2.12: pile-up Effekt am Zylinder

Für die zweidimensionale Beschreibung des pile-up Effekts ist eine Orientierung an den Betrachtungen von Wagner möglich. Allerdings muß die Beschreibung auf die Kontur des Zylinders angepaßt und erweitert werden, um den Zeitverlauf des Druckschlags abzuschätzen. Für die Übertragung auf die dreidimensionale Betrachtung muß der pile-up Effekt wegen der begrenzten Ausdehnung der aufschlagenden Wassermasse ebenfalls berücksichtigt werden.

Die theoretischen Betrachtungen zur Ausbreitung des Druckschlags in der Ebene normal zur Zylinderachse können experimentell mit lokalen Druckmessungen auf der Oberfläche des Zylinders verifiziert werden. Die Übertragung des Druckschlags auf den dreidimensionalen Fall erfolgt experimentell durch die Messung der Gesamtkraft.

In den Versuchen sind möglichst einfache, gut zu kontrollierende Bedingungen für die brechenden Wellen zu realisieren. Die brechenden Wellen müssen Sturzbrecher ausbilden, da diese die maximale Belastung im Vergleich zu anderen Brechertypen verursachen. Die Generierung brechender Wellen durch interferierende Wellenpakete gestattet Untersuchungen ohne Einfluß von Reflexionen an einer Böschung und ist deshalb für die systematische Untersuchung der Belastung des Zylinders am besten geeignet. Um den Einfluß der Form der Brecherfront zu untersuchen, wird nicht die Kontur der Wellen verändert, sondern es wird statt dessen die Neigung des Zylinders variiert. Diese Veränderung ist experimentell leichter zu realisieren, besser zu überwachen und läßt einen größeren Bereich für die Untersuchung zu.

Die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit muß am Brechpunkt gemessen werden. Diese Geschwindigkeit ist mit der zu messenden maximalen Wasserpartikelgeschwindigkeit in der brechenden Welle zu vergleichen. Für diesen Vergleich ist die Gleichheit der maximalen horizontalen Geschwindigkeit und der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit zu erwarten.

In Anlehnung an Abb. 1.1 ist das präzisierte Vorgehen in Abb. 2.13 in Form eines Flußdiagramms aufgetragen. In dieser Darstellung wird deutlich, daß die theoretische und die experimentelle Untersuchung des Druckschlags einander bedingen. Der angestrebte funktionale Zusammenhang für die Druckschlagbelastung kann nur unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus der experimentellen Untersuchung der brechenden Wellen erschlossen werden.

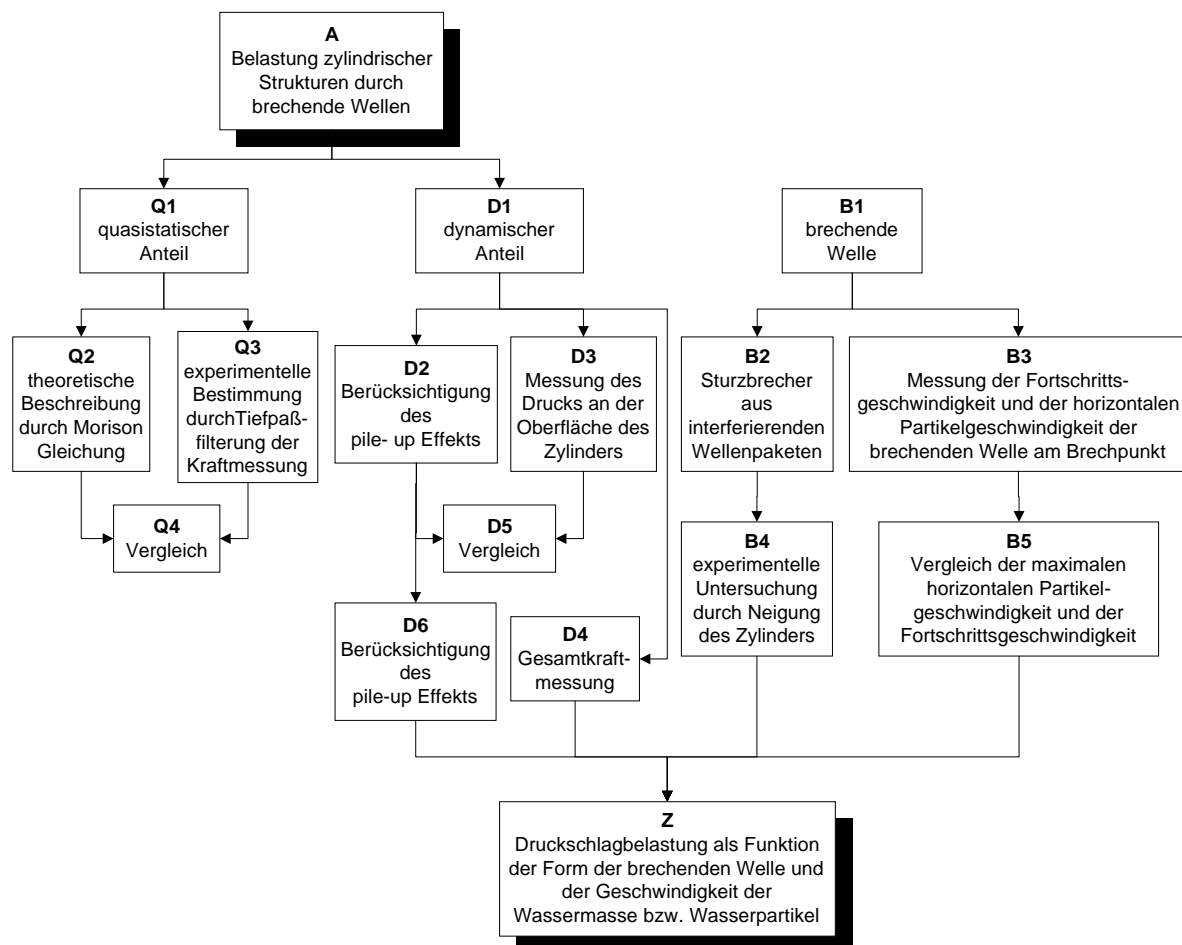


Abb. 2.13: Übersicht über das präzisierte Vorgehen (vgl. Abb. 1.1)

### 3. Entwicklung einer theoretischen 3-D-Beschreibung des Druckschlags

Die Veränderung der freien Oberfläche der Wassermasse beim Druckschlag wird ausgehend von der Theorie nach Wagner berücksichtigt. Um die Zeitabhängigkeit des Druckschlags zu erfassen, werden die nichtlinearen Geschwindigkeitsterme aus der Bernoulli-Gleichung in die Betrachtung eingefügt. Anschließend wird die Beschreibung auf die Dauer des gesamten Druckstoßes erweitert. Der Druckstoß ist abhängig von der Kontur der Struktur, die aus rechentechnischen Gründen in einer Reihe approximiert werden muß. Die Kontur muß für die zwei- und dreidimensionalen Betrachtungen jeweils angepaßt werden. In Abb. 3.1 ist das Vorgehen in einem Flußdiagramm zusammengefaßt.

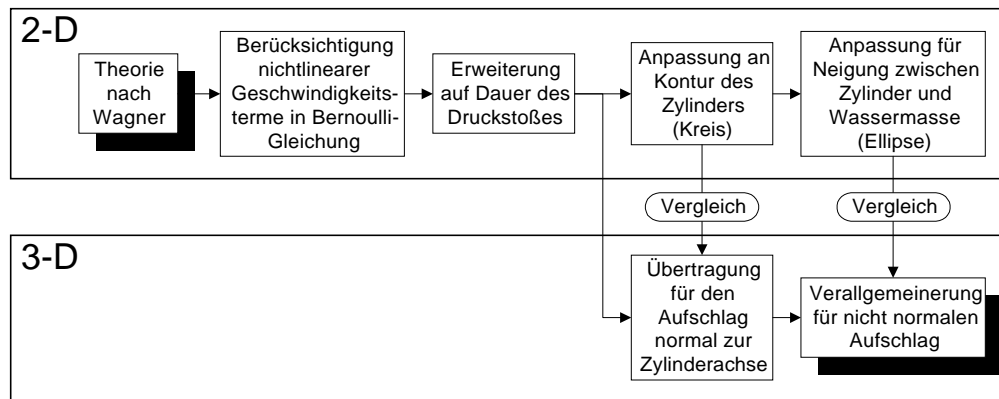


Abb. 3.1: Vorgehen bei der Entwicklung der theoretischen Beschreibung

### 3.1 Zweidimensionale Beschreibung

#### 3.1.1 Zweidimensionaler Druckschlag beim Eintauchen eines Körpers

Die Darstellung der Strömung des Druckschlags folgt der Beschreibung Wagners für den Aufschlag gekielter Flächen (Wagner, 1932; Abschnitt 14). Bezüglich der Druckverteilung am Körper werden Hinweise von Chuang (1969) hinzugezogen. Für die Bestimmung der Kraft werden im Gegensatz zu der Darstellung Wagners auch die nichtlinearen Geschwindigkeitsterme aus der Bernoulli Gleichung berücksichtigt.

Die Eignung dieser theoretischen Beschreibung wurde im Rahmen der durchgeführten Experimente durch den Vergleich der gemessenen Druckverläufe mit den theoretisch bestimmten Verläufen auf einem kreisförmigen Querschnitt nachgewiesen (vgl. 5.2).

Die Definition der verwendeten Variablen ergibt sich aus Abb. 3.2.

Die ursprünglich ebene Wasseroberfläche bewege sich in  $y$ -Richtung gegen den ruhenden Körper. Die Geschwindigkeit betrage im Unendlichen  $V$ . Der Körper wird zu jedem Zeitpunkt  $t$  durch eine ebene Platte mit der eingetauchten Breite  $2 \cdot c(t)$  approximiert. Die Strömung des Stoßvorgangs stimmt mit der Umströmung dieser ebenen Platte überein, so daß die Breite der Platte  $2 \cdot c(t)$  der Druckfläche pro laufenden Meter entspricht. Ist der Zeitverlauf der Eintauchbreite  $c(t)$  bekannt, so kann unter Anwendung der Bernoulli-Gleichung der Druckverlauf auf der Druckfläche bestimmt werden. Aus der Druckintegration über die Fläche wird schließlich die Kraft pro laufenden Meter bestimmt.

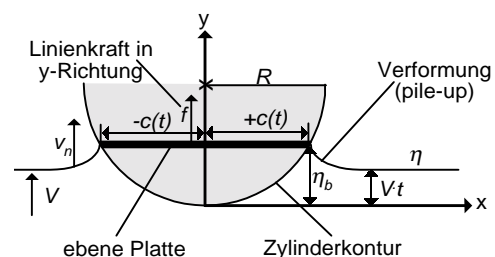


Abb. 3.2: Definitionsskizze

Der Vergleich mit der Potentialströmung um die ebene Platte liefert eine Lösung für die Funktion  $c(t)$ . Aus der Plattenströmung läßt sich auf die Geschwindigkeit des Wassers  $v_n$  in y-Richtung außerhalb der Platte schließen (Abb. 3.2):

$$v_n = \frac{V}{\sqrt{1 - \frac{c^2}{x^2}}} \quad \text{für} \quad |x| > c \quad (3.1)$$

Die Erhebung der Wasseroberfläche  $\eta_b$  läßt sich aus der zeitlichen Integration der Geschwindigkeit  $v_n$  bestimmen. Nach einer Ersetzung der Variablen kann die Integration über  $c$  ausgeführt werden, so daß für die Stelle, an der die freie Wasseroberfläche die Kontur der Druckfläche berührt, gilt:

$$\eta_b = \int_0^x \frac{u(c)}{\sqrt{1 - \frac{c^2}{x^2}}} dc \quad \text{für} \quad 0 \leq c \leq |x| \quad (3.2)$$

Die in Gl. (3.2) eingeführte Größe  $u(c)$  ist folgendermaßen definiert:

$$u(c) = \frac{V}{\frac{dc}{dt}} \quad (3.3)$$

Aus der Integration von Gl. (3.3) folgt:

$$\int_0^c u(c) dc = \int_0^t V(t) dt \quad (3.4)$$

Die Erhebung der Wasseroberfläche  $\eta_b(x)$  folgt in ihrer Ortsabhängigkeit der Kontur des eintauchenden Körpers. Aus der bekannten Funktion  $\eta_b(x)$  kann mit Hilfe von Gl. (3.2) die Funktion  $u(c)$  bestimmt werden. Dazu muß  $\eta_b$  in einer Reihe entwickelt werden, um das Integral aus Gl. (3.2) auf Standardintegrale zurückzuführen:

$$\eta_b(x) = \beta \cdot x + \beta_1 \cdot x^2 + \beta_2 \cdot x^3 + \beta_3 \cdot x^4 + \dots \quad (3.5)$$

Für die Funktion  $u(c)$  gilt dann, wie sich durch Ausführen der Integration in Gl. (3.2) (Bronstein und Semendjajew, Nr.164-167) zeigen läßt:

$$u(c) = \frac{2}{\pi} \cdot \beta + \beta_1 \cdot c + \frac{4}{\pi} \cdot \beta_2 \cdot c^2 + \frac{3}{2} \cdot \beta_3 \cdot c^3 + \dots \quad (3.6)$$

Aus Gl. (3.4) kann mit der ermittelten Funktion  $u(c)$  die Zeitabhängigkeit der eingetauchten Breite  $c(t)$  durch Ausführen der Integration bestimmt werden. Es wird vorausgesetzt, daß sich die Geschwindigkeit der Wassermasse  $V$  nicht mit der Zeit  $t$  ändert. Diese Annahme ist gerechtfertigt für den betrachteten Fall der bewegten Wassermasse, die den ruhenden Zylinder umspült. Wird dagegen der Fall betrachtet, daß ein Zylinder in das ursprünglich ruhende Wasser eintaucht, muß die Zeitabhängigkeit von  $V$  berücksichtigt werden, da der Zylinder bei dem Eintritt in das Wasser einen Teil seines Impulses an das Wasser überträgt und daher abgebremst wird.

Das Geschwindigkeitspotential für die Umströmung der ebenen Platte lautet unterhalb der Platte:

$$\Phi = -V \cdot \sqrt{c^2 - x^2} \quad \text{für} \quad |x| < c \quad (3.7)$$

Aus dem Geschwindigkeitspotential unterhalb der Platte kann die Druckstoßbelastung des eintauchenden Körpers ermittelt werden. Für den Druck gilt nach der Bernoulli-Gleichung für instationäre Strömungen und unter Vernachlässigung des Gravitationsterms:

$$p = -\rho \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{\rho}{2} \cdot \left[ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right] + p(t) \quad (3.8)$$

Der Druckterm  $p(t)$  wird gewöhnlich vernachlässigt, da er ortsunabhängig ist. Aus der Annahme der Inkompressibilität des Wassers folgt, daß der Druck an allen Punkten der Druckfläche den gleichen Wert einnimmt. Bei einem gänzlich umströmten Körper wird ein ortsunabhängiger Druck kompensiert. Da in dem hier betrachteten Fall aber lediglich die halbeingetauchte Platte berücksichtigt wird, summiert sich der Druck aus diesem Term auf. Chuang (1969) findet eine Lösung für  $p(t)$  aus der Betrachtung des Drucks weit außerhalb des Koordinatenursprungs. Hier geht die zeitliche Änderung des Geschwindigkeitspotentials gegen 0 und die Partikelgeschwindigkeit gegen  $V$ , zugleich soll der Druck auf die Platte verschwinden:

$$p_{\infty} = -\rho \cdot 0 - \frac{\rho}{2} \cdot V^2 + p(t) = 0 \Leftrightarrow p(t) = \frac{\rho}{2} \cdot V^2 \quad (3.9)$$

Mit dem Potential aus Gl. (3.7) folgt somit für die Druckverteilung auf der Plattenunterseite zum Zeitpunkt  $t$ :

$$\begin{aligned} p(x) &= \rho \cdot V \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} \cdot \frac{dc}{dt} - \frac{\rho}{2} \cdot V^2 \cdot \frac{\left(\frac{x}{c}\right)^2}{1 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} - \frac{\rho}{2} \cdot V^2 \\ p(x) &= \underbrace{\rho \cdot V^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}} \cdot \frac{1}{u}}_{p_1} - \underbrace{\frac{\rho}{2} \cdot V^2 \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{x}{c}\right)^2}}_{p_2} \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$p(x) = p_1 + p_2$$

Aus der Integration der Drücke über die eingetauchte Breite  $2 \cdot c(t)$  ergibt sich die auf den eintauchenden Körper einwirkende Linienkraft in  $y$ -Richtung:

$$f = \int_{-c}^c p dx = 2 \cdot \int_0^c p dx = 2 \cdot \int_0^c (p_1 + p_2) dx = 2 \cdot \int_0^c p_1 dx + 2 \cdot \int_0^c p_2 dx = f_1 + f_2 \quad (3.11)$$

Für den ersten Summanden gilt nach Ausführen der Integration (Bronstein und Semendjajew, Nr.164):

$$\begin{aligned} f_1 &= 2 \cdot \rho \cdot V \cdot c \cdot \frac{dc}{dt} \cdot \int_0^c \frac{1}{\sqrt{c^2 - x^2}} dx = 2 \cdot \rho \cdot V \cdot c \cdot \frac{dc}{dt} \cdot \left[ \arcsin \frac{x}{c} \right]_0^c \\ f_1 &= \pi \cdot \rho \cdot V \cdot c \cdot \frac{dc}{dt} = \pi \cdot \rho \cdot V^2 \cdot c \cdot \frac{1}{u} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Das Integral des zweiten Summanden ist divergent (Bronstein und Semendjajew, Nr.57):

$$f_2 = -2 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot V^2 \cdot \int_0^c \frac{1}{1 - \left(\frac{x}{c}\right)^2} dx = -2 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot V^2 \cdot c \cdot [\text{Artanh}x]_0^c \rightarrow -\infty \quad (3.13)$$

Diese Divergenz wird deutlich in den Druckverläufen in Abb. 3.3. Am Rand der Platte ( $x=c$ ) geht der Druck  $p_1$  gegen  $+\infty$ , während der Druck  $p_2$  gegen  $-\infty$  strebt. Die Summe der beiden Druckkomponenten geht gegen  $-\infty$ . Dieser Bereich am Rand der Platte ist die Spritzerzone, und der Druckverlauf weist auf das Loslösen von Spritzern hin. Für die Belastung des Körpers kann der negative Druck in diesem Bereich ignoriert werden, die Integration über den Druck  $p_2$  wird daher nur bis zu dem Ort  $x=x_0$  ausgeführt, an dem der Betrag von  $p_1$  gleich dem von  $p_2$  ist, der Gesamtdruck  $p$  also verschwindet.

An  $x=x_0$  gilt unter Verwendung der Definition in Gl. (3.3) und Gl. (3.10):

$$\rho \cdot V \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{x_0}{c}\right)^2}} \cdot \frac{dc}{dt} = \frac{\rho}{2} \cdot V^2 \cdot \frac{1}{1-\left(\frac{x_0}{c}\right)^2} \Leftrightarrow x_0 = c \cdot \sqrt{1-\left(\frac{u}{2}\right)^2} \quad (3.14)$$

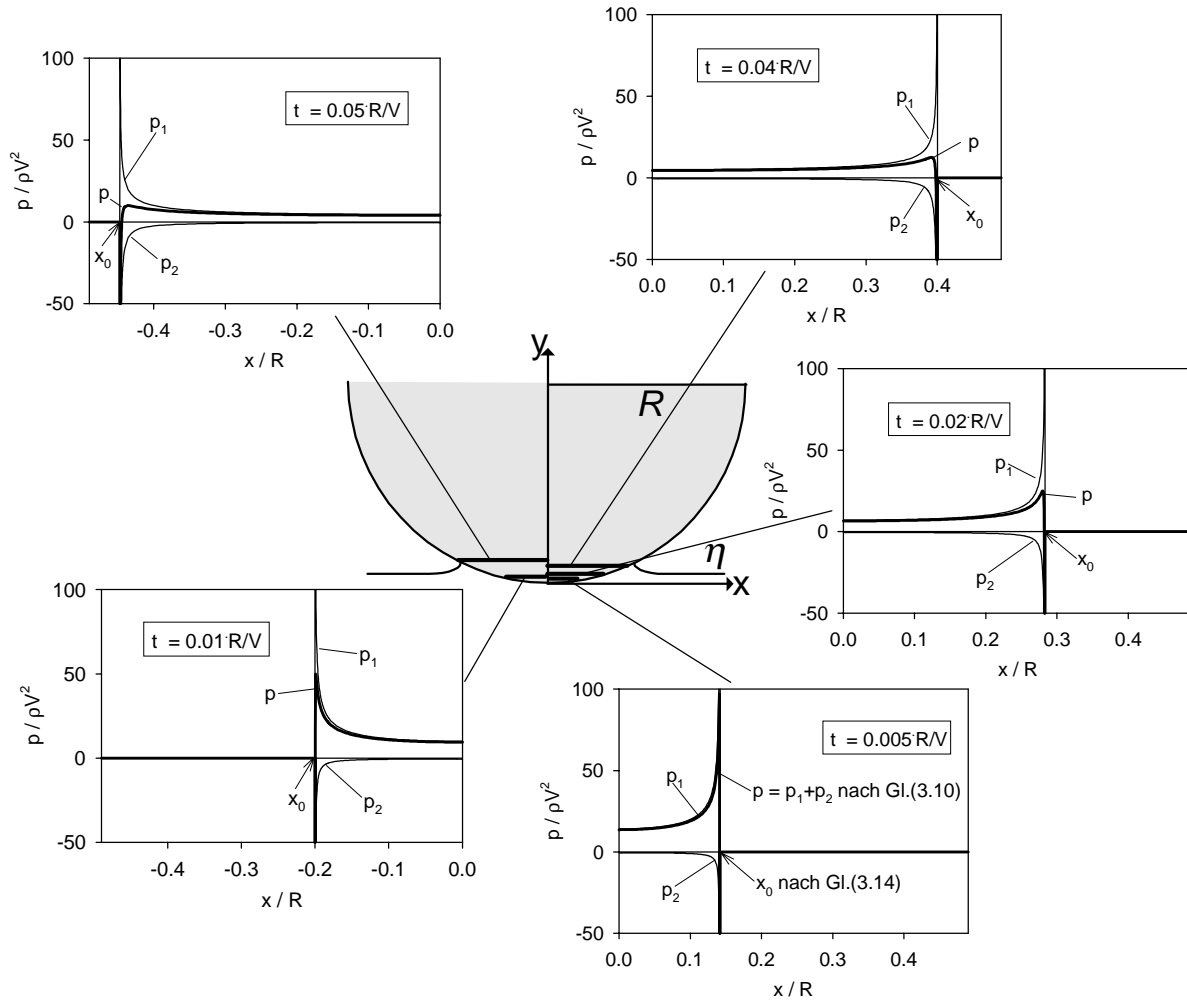


Abb. 3.3: Druckverteilung unter der ebenen Platte zu verschiedenen Zeitpunkten  $t$

Mit der Integrationsgrenze aus Gl. (3.14) folgt für den Kraftanteil  $f_2$  aus Gl. (3.13):

$$f_2 = -2 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot V^2 \cdot \int_0^{c \cdot \sqrt{1-\left(\frac{u}{2}\right)^2}} \frac{1}{1-\left(\frac{x}{c}\right)^2} dx = -\rho \cdot V^2 \cdot c \cdot [\text{Artanh}x]_0^{\sqrt{1-\left(\frac{u}{2}\right)^2}}$$

$$f_2 = -\rho \cdot V^2 \cdot c \cdot \left( \text{Artanh} \sqrt{1-\left(\frac{u}{2}\right)^2} \right) \quad (3.15)$$

Aus Gl. (3.11) folgt somit für die Linienkraft  $f$  des Druckstoßes nach Einsetzen von  $f_1$  nach Gl. (3.12) und  $f_2$  nach Gl. (3.15):

$$f = \pi \cdot \rho \cdot V^2 \cdot c \cdot \frac{1}{u} - \rho \cdot V^2 \cdot c \cdot \left( \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \left( \frac{u}{2} \right)^2} \right)$$

$$f = \rho \cdot V^2 \cdot \left( \frac{\pi}{u} - \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \left( \frac{u}{2} \right)^2} \right) \cdot c \quad \text{mit } u=u(c) \text{ und } c=c(t) \quad (3.16)$$

In Abb. 3.4 ist der zeitliche Verlauf der Linienkraft aus Gl. (3.16) aufgetragen, beispielhaft für einen Körper mit einer parabelförmigen Kontur. Dargestellt ist weiterhin der entsprechende Verlauf bei Vernachlässigung des Termes  $F(t)$  aus Gl. (3.9), und der Druckverlauf, sofern die nichtlinearen Terme aus der Bernoulli Gleichung ignoriert werden, d.h. der Verlauf von  $f_1$  nach Gl. (3.12).

Zum Vergleich wurden die Lösungen aus der Störungsrechnung (Cointe und Armand, 1987) in Abb. 3.4 aufgenommen. Die Lösung der 1. Ordnung nach Gl. (2.14) ist zeitlich unverändert und entspricht obiger Lösung unter Vernachlässigung der nichtlinearen Terme in der Bernoulli Gleichung. Die Lösung 2. Ordnung nach Gl. (2.15) ergibt eine mit der Zeit abfallende Linienkraft, die das tatsächliche Zeitverhalten im Vergleich zu anderen Beschreibungen am besten wiedergibt.

Die Lösung aus Gl. (3.16) wiederum weist eine sehr gute Übereinstimmung mit der Lösung der Störungsrechnung 2. Ordnung auf. Besonders im Zeitbereich  $t < 0,2 R/V$  liegen beide Zeitverläufe fast direkt übereinander. Durch die Einbeziehung der nichtlinearen Terme der Bernoulli Gleichung wird das Zeitverhalten des Druckstoßes daher mit hinreichender Genauigkeit berücksichtigt.

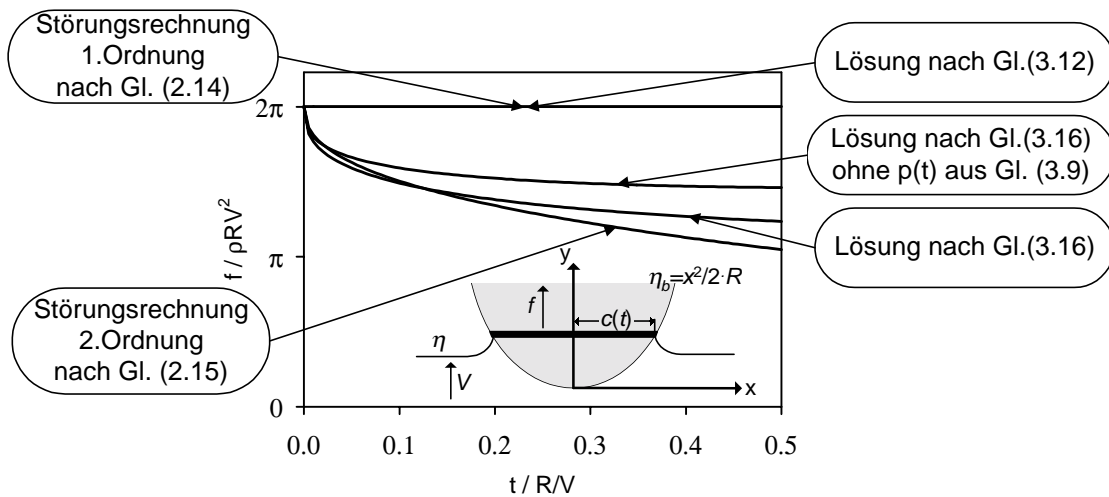


Abb. 3.4: Zeitlicher Verlauf der Linienkraft für einen Körper mit parabelförmiger Kontur

### 3.1.2 Zweidimensionaler Druckschlag beim Eintauchen eines kreisförmigen Querschnitts

Trifft die Wassermasse senkrecht zur Zylinderachse auf den Zylinder auf, so entspricht der zweidimensionale Schnitt durch den Zylinder normal zu seiner Achse einem Kreis mit dem Radius  $R$  (vgl. Abb. 3.5).

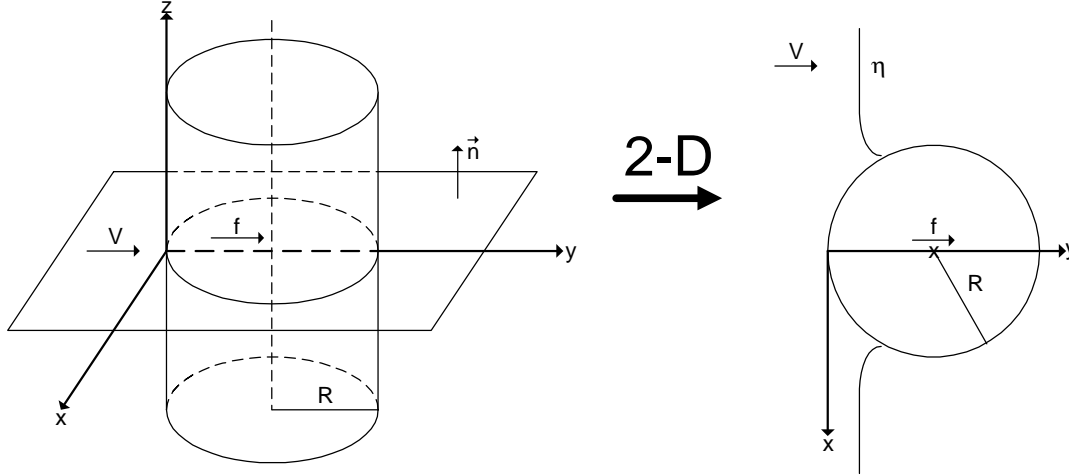


Abb. 3.5: Schnitt durch den Zylinder senkrecht zur Zylinderachse

Für die Kontur des Zylinders (Kreis) gilt:

$$\eta_b = R - \sqrt{R^2 - x^2} = R - R \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2} \quad (3.17)$$

Die Reihenentwicklung gemäß Gl. (3.5) für den Kreis liefert:

$$\eta_b = R - R \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} \cdot \left( \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right) - \frac{1}{8} \cdot \left( \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right)^2 - \dots \right) = \frac{1}{2 \cdot R} \cdot x^2 + \frac{1}{8 \cdot R^3} \cdot x^4 + \dots \quad (3.18)$$

In der Nähe des Koordinatenursprungs (d.h. für kleine  $x$ ) kann die Reihe nach dem ersten Glied abgebrochen werden. Die quadratische Parabel liefert hier eine gute Näherung. Für  $x \rightarrow R$  genügt diese Näherung dagegen nicht und liefert für  $x=R$  einen um 50% zu geringen Wert. Auch das Hinzufügen weiterer Reihenglieder verbessert die Näherung für  $x \rightarrow R$  nur geringfügig und führt außerdem bei der Auflösung von Gl. (3.4) nach  $c(t)$  zu Gleichungen höherer Ordnung, die einen größeren Rechenaufwand bedeuten. Statt weitere Reihenglieder zu berücksichtigen wird daher der Kreis abschnittsweise wie folgt approximiert:

$$\begin{aligned} \eta_b &= \frac{1}{2 \cdot R} \cdot x^2 & \text{für} & \quad 0 \leq x \leq \frac{R}{\sqrt{2}} \\ \eta_b &= \frac{1}{R^3} \cdot x^4 & \text{für} & \quad \frac{R}{\sqrt{2}} < x \leq R \end{aligned} \quad (3.19)$$

Diese Näherung erfüllt die wesentlichen Bedingungen, die eine gute Näherung zur Bestimmung der Linienkraft aufweisen soll:

- gute Näherung am Ursprung (Staulinie), wo die maximale Linienkraft auftritt, für die sich mit dieser Näherung ein vertrauenswürdiger Wert ermitteln läßt,
- für  $x \rightarrow R$  geht die Näherung gegen die exakte Lösung ( $\eta_b = R$  nach Gl. (3.17) und Gl. (3.19)), so daß die Dauer des Druckschlags gut approximiert wird,
- die Näherung ermöglicht, eine Lösung für  $u(c)$  aus Gl. (3.2) sowie eine einfache Lösung des Gleichungssystems, das sich bei der Auflösung nach  $c(t)$  aus Gl. (3.4) ergibt.



In Abb. 3.6(a) ist die Näherung nach Gl. (3.19) für die Kontur gemeinsam mit der exakten Beschreibung aufgetragen. Die größte Abweichung für den ersten Abschnitt der Approximation ( $0 \leq x \leq R/\sqrt{2}$ ) ergibt sich am Rand dieses Segments mit  $x=0,71 \cdot R$  und beträgt etwa  $\Delta y = 0,043 \cdot R$ , während für den zweiten Abschnitt die maximale Abweichung bei  $x=0,96 \cdot R$  auftritt und  $\Delta y = 0,13 \cdot R$  beträgt.

Die Steigung der Kontur ist in Abb. 3.6(b) aufgetragen, gleichfalls für die exakte Beschreibung und die Approximation. Im ersten Abschnitt der Näherung nimmt die Abweichung stetig zu, die Übereinstimmung ist aber sehr gut, im zweiten Abschnitt ist die Differenz der Steigungen größer, zumal für  $x \rightarrow R$  die Steigung des Kreises gegen Unendlich strebt, während die Steigung der Approximation gegen 4 geht.

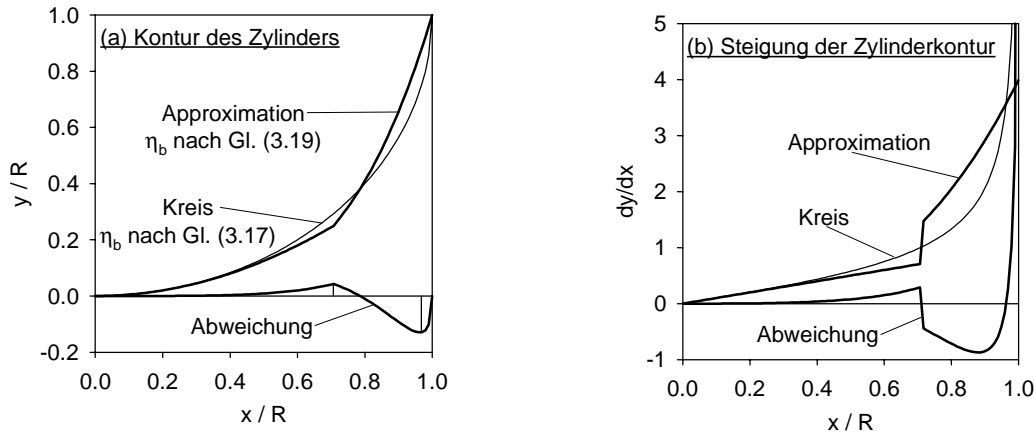


Abb. 3.6: Exakte und approximierte Kontur und Steigung des Zylinders

Aus der geometrischen Analyse der Approximation in Abb. 3.6 folgt, daß die mit der Näherung ermittelte Linienkraft am Koordinatenursprung einen zuverlässigen Wert liefert. Im weiteren Verlauf des ersten Abschnitts ( $x < 0,71 \cdot R$ ) wird die Kraft etwas überbewertet, während sich für den zweiten Abschnitt ( $0,71 \cdot R < x < R$ ) zu geringe Kraftwerte ergeben. Die Dauer des Druckstoßes, bis der Kreis halb eingetaucht ist, wird dagegen gut angenähert.

Nach Gl. (3.5), Gl. (3.6) und Gl. (3.19) folgt für den ersten Abschnitt ( $0 \leq x \leq R/\sqrt{2}$ ):

$$u(c) = \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{R} \quad (3.20)$$

Aus Gl. (3.4) läßt sich  $c(t)$  ermitteln:

$$\frac{1}{2 \cdot R} \cdot \frac{1}{2} \cdot c^2 = V \cdot t \quad \rightarrow \quad c = 2 \cdot R \cdot \sqrt{\frac{V}{R} \cdot t} \quad (3.21)$$

Entsprechend gilt für den zweiten Abschnitt ( $R/\sqrt{2} < x \leq R$ ):

$$u(c) = \frac{3}{2} \cdot \frac{c^3}{R^3} \quad (3.22)$$

Und für die zugehörige eingetauchte Breite  $c(t)$ :

$$\frac{3}{2 \cdot R^3} \cdot \frac{1}{4} \cdot c^4 = V \cdot t \quad \rightarrow \quad c = R \cdot \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \quad (3.23)$$

Für die Dauer  $T_1$ , bis der erste Abschnitt der Kontur eingetaucht ist, gilt mit Gl. (3.21):

$$\frac{R}{\sqrt{2}} = 2 \cdot R \cdot \sqrt{\frac{V}{R} \cdot T_1} \quad \rightarrow \quad T_1 = \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V} \quad (3.24)$$

Die Dauer  $T_2$  des Druckstoßes am zweiten Abschnitt ergibt sich mit Gl. (3.22) aus der Differenz der Zeitpunkte  $t_1$  und  $t_2$ , zu denen die Randpunkte des Abschnitts eintauchen:

$$\begin{aligned} \frac{R}{\sqrt{2}} &= R \cdot \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \frac{V}{R}} \cdot t_1 & \rightarrow & & t_1 &= \frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V} \\ R &= R \cdot \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \frac{V}{R}} \cdot t_2 & \rightarrow & & t_2 &= \frac{12}{32} \cdot \frac{R}{V} \\ T_2 &= t_2 - t_1 = \frac{9}{32} \cdot \frac{R}{V} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Die Gesamtdauer  $T$  des Druckstoßes, der bei dem Eintauchen der Staulinie beginnt und endet, sobald der Halbkreis eingetaucht ist, ergibt sich aus der Summe der Zeitdauern aus Gl. (3.24) und Gl. (3.25):

$$T = T_1 + T_2 = \frac{13}{32} \cdot \frac{R}{V} \quad (3.26)$$

Einsetzen der Gleichungen Gl. (3.20)-Gl. (3.23) in Gl. (3.10) liefert den Druck an allen Orten der Kontur zu jedem Zeitpunkt des Druckstoßes. Die Linienkraft ergibt sich aus dem Einsetzen in Gl. (3.16). Für den ersten Abschnitt gilt ( $0 \leq x \leq R/\sqrt{2}$ ):

$$\begin{aligned} f &= \rho \cdot V^2 \cdot \left( \frac{\pi \cdot c \cdot 2 \cdot R}{c} - c \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \left( \frac{c}{2 \cdot 2 \cdot R} \right)^2} \right) \\ f &= \rho \cdot V^2 \cdot \left( 2 \cdot \pi \cdot R - 2 \cdot \sqrt{R \cdot V \cdot t} \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \left( \frac{2 \cdot \sqrt{R \cdot V \cdot t}}{4 \cdot R} \right)^2} \right) \\ f &= \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \left( 2 \cdot \pi - 2 \cdot \sqrt{\frac{V}{R}} \cdot t \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \right) \\ \text{für } 0 \leq t &\leq \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V} \end{aligned} \quad (3.27)$$

Und entsprechend für den zweiten Abschnitt ( $R/\sqrt{2} < x \leq R$ ):

$$\begin{aligned} f &= \rho \cdot V^2 \cdot \left( \frac{\pi \cdot c \cdot 2 \cdot R^3}{3 \cdot c^3} - c \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \left( \frac{3 \cdot c^3}{2 \cdot 2 \cdot R^3} \right)^2} \right) \\ f &= \rho \cdot V^2 \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot R^3}{3 \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot R^3}{3}} \cdot V \cdot t'} - \sqrt[4]{\frac{8 \cdot R^3}{3}} \cdot V \cdot t' \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{9}{16 \cdot R^6} \cdot \frac{8 \cdot R^3}{3} \cdot V \cdot t' \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot R^3}{3}} \cdot V \cdot t'} \right) \\ f &= \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \left( \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{\frac{V}{R} \cdot t'}} - \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \frac{V}{R}} \cdot t' \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V}{R} \cdot t' \cdot \sqrt{6 \cdot \frac{V}{R}} \cdot t'} \right) \\ \text{für } \frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V} &\leq t' \leq \frac{12}{32} \cdot \frac{R}{V} \text{ mit } t' = t + \left( \frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V} - \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V} \right) = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{R}{V} \end{aligned} \quad (3.28)$$

In Abb. 3.7 ist der zeitliche Verlauf der Linienkraft aus Gl. (3.27) und Gl. (3.28) aufgetragen. Die Linienkraft fällt monoton während des Druckstoßes. Sobald der zweite Abschnitt der angenäherten Kontur eintaucht, zeigt sich ein Sprung in dem Verlauf der Linienkraft.

Der resultierende Impuls  $B$  der Linienkraft, also die Integration der Linienkraft über die Zeit, ist in Abb. 3.7 als vertikaler Balken an dem zeitlichen Schwerpunkt des Impulses aufgetragen. Dabei ist der Impuls getrennt jeweils für die beiden Abschnitte sowie für die gesamte Linienkraft aufgetragen. Es zeigt sich, daß in dem ersten Abschnitt bereits über die Hälfte des Impulses auf den Zylinder übertragen wird, obgleich der Druckstoß in diesem Abschnitt bereits nach etwa einem Drittel der Dauer des Druckstoßes beendet ist.

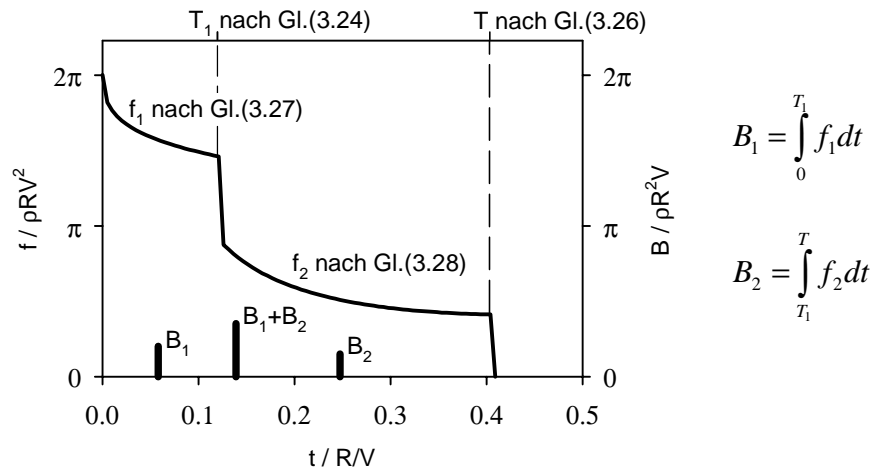


Abb. 3.7: Zeitlicher Verlauf der Linienkraft und die resultierenden Impulse jeweils für die beiden Abschnitte und die gesamte Linienkraft

In Abb. 3.8 ist die in Abb. 3.7 dargestellte Linienkraft den in der Literatur angegebenen Zeitverläufen gegenübergestellt. Der Wert der Linienkraft zu Beginn des Druckschlags ( $t=0$ ), sprich die maximale Linienkraft, ist identisch mit dem in der Literatur gegebenen Wert. Bis zu dem Zeitpunkt  $t = T_1$  stimmt der Verlauf sehr gut mit der Lösung 2. Ordnung aus der Störungsrechnung nach Cointe überein, und fällt somit langsamer ab als nach der Theorie nach Fabula. Durch den Sprung zum Zeitpunkt  $t = T_1$  wird der Verlauf nach Fabula unterschritten, der eine gute Ausgleichskurve darstellen würde. Vor dem Zeitpunkt  $t = T_1$  ist die ermittelte Linienkraft daher überbewertet, anschließend unterbewertet.

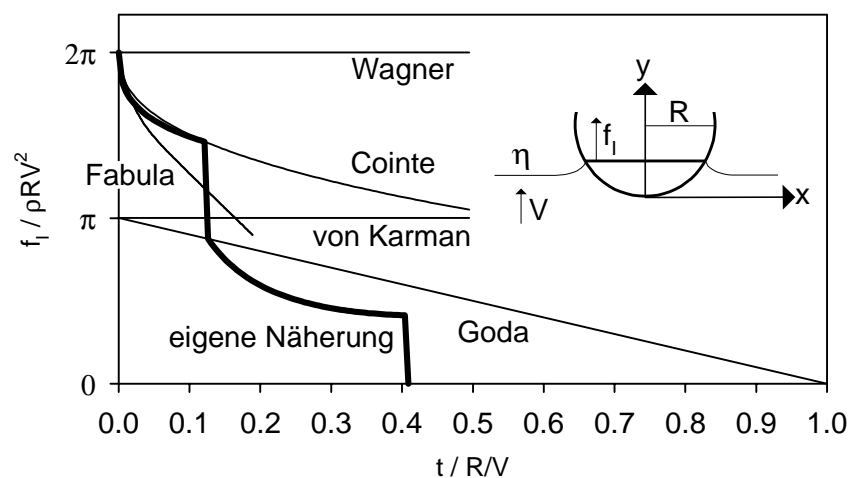


Abb. 3.8: Zeitverlauf der Linienkraft

Im Vergleich zu den in der Literatur gegebenen Verläufen stellt die Linienkraft nach Gl. (3.27) und Gl. (3.28) eine gute Näherung dar. Zu beachten ist, daß die Kontur für die Störungsrechnung nach Cointe und Armand (1987) als Parabel approximiert wird, und daher die Linienkraft mit dem fortschreitenden Eintauchen überbewertet wird.

Auch die Güte der hier entwickelten Näherung nimmt mit der Zeit ab. Mit wachsender Zeit taucht der Zylinder weiter ein, und die Näherung als ebene Platte verliert an Genauigkeit. Für eine Abschätzung des Gültigkeitsbereichs wird das Resultat für die Linienkraft verglichen mit der Lösung aus der Störungsrechnung nach Cointe. Aus Abb. 3.4 ist die gute Übereinstimmung zwischen der Lösung nach Gl. (3.16) unter Berücksichtigung der nichtlinearen Terme aus der Bernoulli Gleichung, auf der Gl. (3.27) und Gl. (3.28) basieren, und der 2. Ordnung der Störungsrechnung abzulesen. Aus der Übereinstimmung der beiden Lösungen wird geschlossen, daß der Fehlerterm der hier entwickelten Lösung und der Fehlerterm der Lösung der Störungsrechnung 2. Ordnung vergleichbar sind. Der Fehlerterm aus der Störungsrechnung ist proportional zu der 3. Potenz des Störterms. Der Störterm, der klein sein soll, ist der Quotient  $\eta_b/R$ . Zum Ende des Druckstoßes geht dieser Term gegen 1. Für eine konservative Abschätzung wird weiterhin angenommen, daß der Fehler zum Ende des Druckstoßes  $\pm 100\%$  des Wertes der hier entwickelten Approximation betrage.

In Abb. 3.9 ist die für den Zeitverlauf der Linienkraft berechnete Kurve analog zu Abb. 3.7 aufgetragen. Zusätzlich wurde der Fehlerterm zu dieser Lösung addiert und subtrahiert. Für die drei Zeitverläufe ist der resultierende Impuls im zeitlichen Schwerpunkt aufgetragen. Die Abweichung im Betrag des resultierenden Gesamtimpulses beträgt für diese konservative Abschätzung  $\pm 12,2\%$  für die obere bzw. die untere Abschätzung. Die zeitliche Verschiebung des Schwerpunktes beträgt  $14,2\%$  bzw.  $-18,2\%$ .

Der in der Methode der ebenen Platte implizierte Fehler schlägt somit nur bruchteilhaft auf die Betrachtung des Impulses und der Gesamtkraft durch.

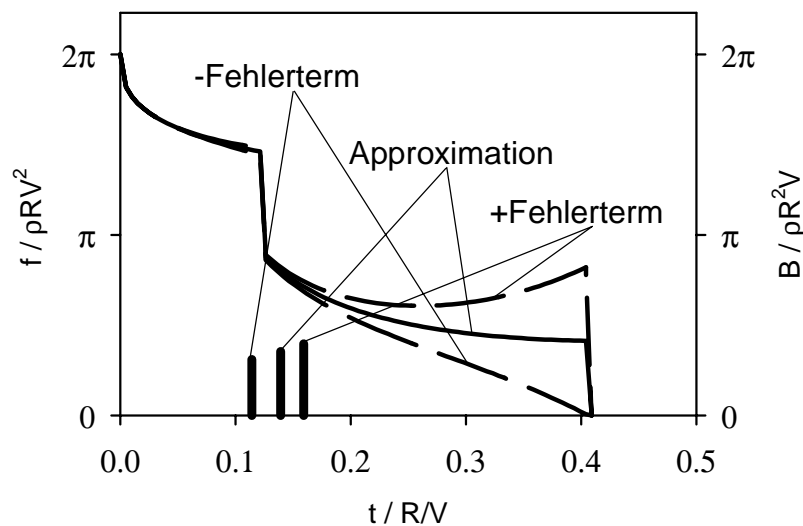


Abb. 3.9: Zeitlicher Verlauf der Linienkraft und resultierender Impuls, einschließlich oberer und unterer Abschätzung

### 3.1.3 Zweidimensionaler Druckschlag beim Eintauchen eines elliptischen Querschnitts

Trifft die Wassermasse nicht mehr senkrecht, sondern schräg unter einem Winkel  $\gamma \neq 0^\circ$  zur Normalen der Zylinderachse auf den Zylinder auf, so entspricht der zweidimensionale Schnitt durch den Zylinder in der Ebene, die durch den Richtungsvektor der Geschwindigkeit der Wassermasse und die x-Achse aufgespannt wird, einer Ellipse mit der großen Achse ( $R/\cos\gamma$ ) in Richtung der y-Achse und der kleinen Achse ( $R$ ) in x-Richtung (vgl. Abb. 3.10).

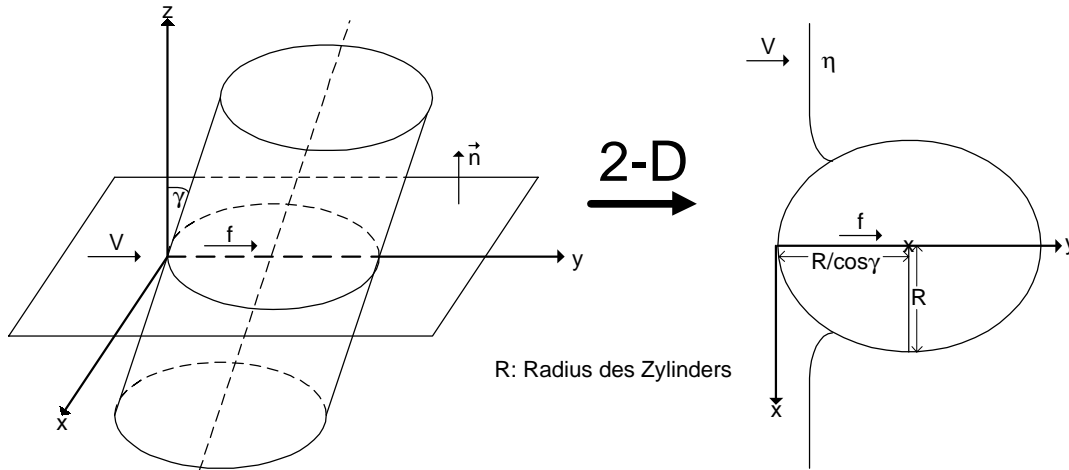


Abb. 3.10: Schnitt durch den Zylinder um den Winkel  $\gamma$  verschoben zur Normalen der Zylinderachse

Für die Ellipse gilt:

$$\frac{x^2}{R^2} + \frac{\left(\frac{\eta_b - R}{\cos \gamma}\right)^2}{R^2} = 1$$

$$\rightarrow \eta_b = \frac{R}{\cos \gamma} - \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{\cos \gamma} = \frac{R}{\cos \gamma} - \frac{R}{\cos \gamma} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2} \quad (3.29)$$

Die Reihenentwicklung gemäß Gl. (3.5) für die Ellipse liefert:

$$\eta_b = \frac{R}{\cos \gamma} - \frac{R}{\cos \gamma} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} \cdot \left( \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right) - \frac{1}{8} \cdot \left( \left( \frac{x}{R} \right)^2 \right)^2 - \dots \right)$$

$$\eta_b = \frac{1}{2 \cdot R \cdot \cos \gamma} \cdot x^2 + \frac{1}{8 \cdot R^3 \cdot \cos \gamma} \cdot x^4 + \dots \quad (3.30)$$

Die Approximation an die Kontur erfolgt in Analogie zu Gl. (3.19):

$$\eta_b = \frac{1}{2 \cdot R \cdot \cos \gamma} \cdot x^2 \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq \frac{R}{\sqrt{2}} \quad (3.31)$$

$$\eta_b = \frac{1}{R^3 \cdot \cos \gamma} \cdot x^4 \quad \text{für} \quad \frac{R}{\sqrt{2}} < x \leq R$$

Diese Approximation gestattet eine zuverlässige Lösung für die Linienkraft am Koordinatenursprung. Im ersten Abschnitt wird die Linienkraft überbewertet, im zweiten Abschnitt unterbewertet. Beim Eintauchen des zweiten Abschnitts tritt ein Sprung in der berechneten Linienkraft auf. Die Dauer des Druckstoßes wird gut angenähert.

Die folgenden Betrachtungen erfolgen analog zu Gl. (3.20) bis Gl. (3.28).

Nach Gl. (3.5), Gl. (3.6) und Gl. (3.19) folgt für den ersten Abschnitt ( $0 \leq x \leq R/\sqrt{2}$ ):

$$u(c) = \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{R \cdot \cos \gamma} \quad (3.32)$$

Aus Gl. (3.4) läßt sich  $c(t)$  ermitteln:

$$\frac{1}{2 \cdot R \cdot \cos \gamma} \cdot \frac{1}{2} \cdot c^2 = V \cdot t \quad \rightarrow \quad c = R \cdot 2 \cdot \sqrt{\cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \quad (3.33)$$

Entsprechend gilt für den zweiten Abschnitt ( $R/\sqrt{2} < x \leq R$ ):

$$u(c) = \frac{3}{2} \cdot \frac{c^3}{R^3 \cdot \cos \gamma} \quad (3.34)$$

Und für die zugehörige eingetauchte Breite  $c(t)$ :

$$\frac{3}{2 \cdot R^3 \cdot \cos \gamma} \cdot \frac{1}{4} \cdot c^4 = V \cdot t \quad \rightarrow \quad c = R \cdot \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \quad (3.35)$$

Für die Dauer  $T_1$ , bis der erste Abschnitt der Kontur eingetaucht ist, gilt mit Gl. (3.33):

$$\frac{R}{\sqrt{2}} = 2 \cdot R \cdot \sqrt{\cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot T_1} \quad \rightarrow \quad T_1 = \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \quad (3.36)$$

Die Dauer  $T_2$  des Druckstoßes am zweiten Abschnitt ergibt sich mit Gl. (3.35) aus der Differenz der Zeitpunkte  $t_1$  und  $t_2$  zu denen die Randpunkte des Abschnitts eintauchen:

$$\begin{aligned} \frac{R}{\sqrt{2}} &= R \cdot \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t_1} \quad \rightarrow \quad t_1 = \frac{3}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \\ R &= R \cdot \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t_2} \quad \rightarrow \quad t_2 = \frac{12}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \\ T_2 &= t_2 - t_1 = \frac{9}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \end{aligned} \quad (3.37)$$

Die Gesamtdauer  $T$  des Druckstoßes, der bei dem Eintauchen der Staulinie beginnt und endet sobald die Halbellipse eingetaucht ist, ergibt sich aus der Summe von  $T_1$  und  $T_2$ :

$$T = T_1 + T_2 = \frac{13}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \quad (3.38)$$

Einsetzen der Gleichungen Gl. (3.32) - Gl. (3.35) in Gl. (3.10) liefert den Druck an allen Orten der Kontur zu jedem Zeitpunkt des Druckstoßes. Die Kraft ergibt sich aus dem Einsetzen in Gl. (3.16). Für den ersten Abschnitt ( $0 \leq x \leq R/\sqrt{2}$ ) gilt:

$$\begin{aligned} f &= \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \left( 2 \cdot \pi \cdot \cos \gamma - 2 \cdot \sqrt{\cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \right) \\ \text{für } 0 \leq t &\leq \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \end{aligned} \quad (3.39)$$

Und entsprechend für den zweiten Abschnitt ( $R/\sqrt{2} < x \leq R$ ):

$$f = \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \left( \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \cos \gamma \cdot \frac{1}{\frac{V}{R} \cdot t'}} - \sqrt[4]{\frac{8}{3} \cdot \cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t'} \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V}{R} \cdot t' \cdot \sqrt{\frac{6}{\cos \gamma} \cdot \frac{V}{R} \cdot t'}} \right)$$

für  $\frac{3}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \leq t' \leq \frac{12}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}$  (3.40)

mit  $t' = t + \left( \frac{3}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} - \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \right) = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}$

Für die weiteren Untersuchungen ist nur die Kraftkomponente  $f_{\perp}$  normal zur Zylinderachse von Interesse, denn Kräfte in diese Richtung wurden in den Experimenten meßtechnisch erfaßt. Für  $f_{\perp}$  gilt:

$$f_{\perp} = f \cdot \cos \gamma \quad (3.41)$$

Die Multiplikation von  $f$  aus Gl. (3.39) und Gl. (3.40) mit  $\cos \gamma$  liefert die Kraftkomponente senkrecht zur Achse des Zylinders. In Abb. 3.11 ist die Kraft  $f_{\perp}$  für die Winkel  $\gamma=0^\circ$ ,  $\gamma=25^\circ$  und  $\gamma=45^\circ$  aufgetragen. Das Ergebnis für  $\gamma=0^\circ$  stimmt mit dem Ergebnis aus Abschnitt 3.1.2 überein. Mit wachsendem Winkel  $\gamma$  ( $0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ ) nimmt der Maximalwert der Linienkraft ab, zugleich nimmt die Dauer des Druckstoßes zu. Die Ergebnisse für positive und negative Winkel stimmen bei gleichem Betrag der Neigung überein. Für  $\gamma=45^\circ$  steigt die Linienkraft für  $c \rightarrow R$  leicht an. Dies ist auf die zunehmende Ungenauigkeit der Näherung mit der Zeit des Druckschlags zurückzuführen.

Der aus der Zeitintegration resultierende Impuls  $B$  ist proportional zu  $\cos \gamma$ . Das bedeutet, daß der in Geschwindigkeitsrichtung übertragene Impuls unabhängig vom Winkel  $\gamma$  konstant ist. Der Faktor  $\cos \gamma$  ergibt sich aus der Projektion des Impulses auf die Normale zur Zylinderachse.

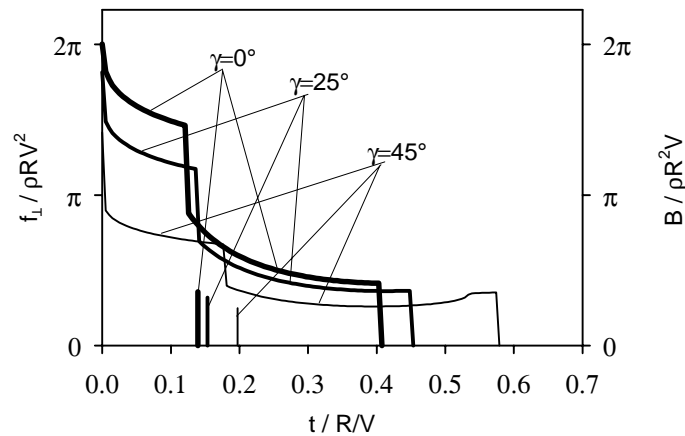


Abb. 3.11: Zeitlicher Verlauf der Linienkraftkomponente  $f_{\perp}$  und der resultierende Impuls für verschiedene Winkel  $\gamma$

### 3.2 Dreidimensionale Beschreibung

#### 3.2.1 Einführung

Ziel ist es, die Druckschlagfläche aus geometrischen Betrachtungen heraus zu jedem Zeitpunkt des Druckschlags zu bestimmen. Analog zur ebenen Platte in der zweidimensionalen Betrachtung wird die Druckschlagfläche auf die Ebene der eingetauchten Breite des Zylinders projiziert. Die auf die ebene Fläche einwirkende Kraft kann aus der Betrachtung der Potentialströmung um die Druckschlagfläche ermittelt werden.

Schlägt eine Wassermasse auf eine Struktur auf, so wird die Ausbreitung der Druckschlagfläche durch die Ausbildung von Spritzern offenbar (Abb. 3.12). Dem Stand der Wissenschaft gemäß wird die Belastung eines Zylinders durch eine brechende Welle als der Aufschlag der senkrechten Wellenfront der brechenden Welle auf den Zylinder interpretiert. Erfolgt die Belastung des Zylinders auf diese Weise, so müssen Spritzer ausgebildet werden, die sich normal zur Zylinderachse ausbreiten. Diese Spritzerausbildung ist in Abb. 3.12 skizziert. Die Draufsicht zeigt die tangential und normal zur Zylinderachse gebildeten Spritzer. In der Seitenansicht wird deutlich, daß sich über die gesamte Höhe der Druckschlagfläche die Spritzer normal zur Zylinderachse, und somit parallel zueinander, bewegen. Mit einem Foto ist diese Spritzerausbildung dokumentiert. Streifen in den sich hell abzeichnenden Spritzern zeigen die parallele Ausrichtung der Spritzer normal zur Zylinderachse.

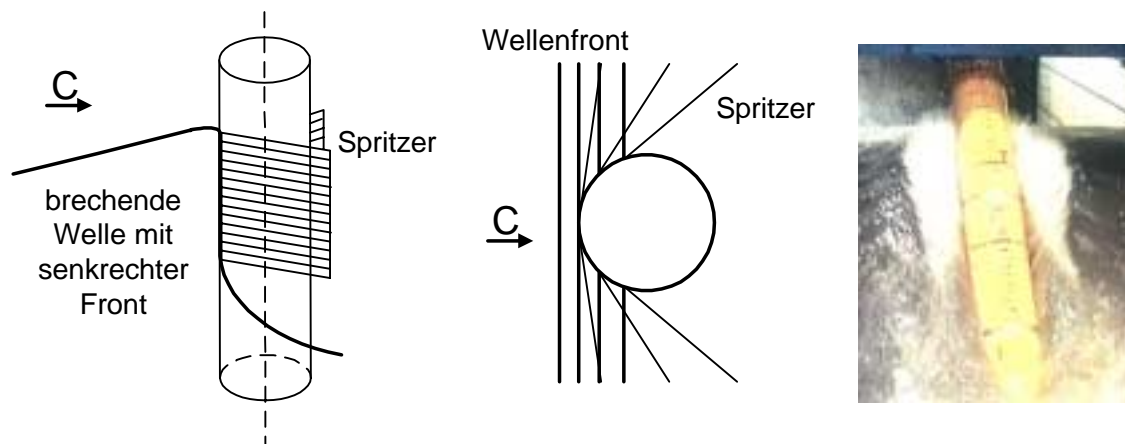


Abb. 3.12: Spritzerbildung am Zylinder

Das Foto in Abb. 3.12 stammt allerdings von dem Aufschlag einer Wellenfront auf einen um  $45^\circ$  entgegen der Wellenrichtung geneigten Zylinder. Die Wellenfront ist bei dem Aufschlag nahezu parallel zu der Zylinderfront. Es handelt sich aber keineswegs um eine brechende Welle. Der Aufschlag einer brechenden Welle auf diesen Zylinder ist in Abb. 3.13 gezeigt. Die sich hier zeigende Spritzerbildung unterscheidet sich deutlich von der in Abb. 3.12 dargestellten Spritzerausbildung. In Skizzen ist der Verlauf der Spritzer verdeutlicht. Ausgehend von einem Punkt in der Staulinie des Zylinders breiten sich die Spritzer radial in alle Richtungen tangential zur Zylinderoberfläche aus (Abb. 3.13).

Die Ausbreitung des Druckschlags in Richtung der Zylinderachse läßt sich experimentell durch die Variation der Zylinderneigung untersuchen. Wird der Zylinder in oder gegen die Wellenrichtung geneigt, so wird eine Veränderung des zeitlichen Ablaufs für den Druckschlag erwartet. Ausgehend von der dem Stand der Wissenschaft entsprechenden Darstellung der brechenden Welle als Welle mit senkrechter Wellenfront (Abb. 3.12) wird für den senkrechten Zylinder ein zeitgleicher Aufschlag über die gesamte Höhe des Druckschlagbereichs erwartet. Für einen gegen die Wellenrichtung geneigten Zylinder ist davon auszugehen, daß der Aufschlag zuerst in Höhe des Wellenbergs erfolgt (Abb. 3.13), und



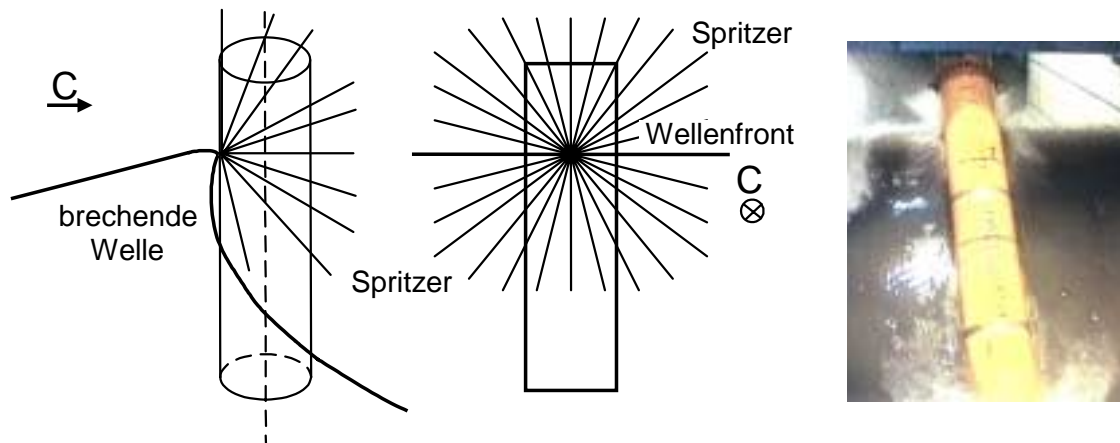


Abb. 3.13: Beobachtete Spritzerbildung beim Aufschlag brechender Wellen

die Druckfläche sich anschließend nach unten ausbreitet. Umgekehrt ist es für den in Wellenrichtung geneigten Zylinder mit einer Ausbreitung des Druckbereichs von unten nach oben bis zum Wellenberg. In Abb. 3.14 sind die Zeitpunkte des maximalen Drucks in der Staulinie, die den Zeitpunkten des Auftreffens der Wassermasse entsprechen, für die unterschiedliche Ausrichtung des Zylinders gemäß der theoretischen Betrachtung aufgetragen. In dieser Betrachtung wird keine Formänderung der Brecherfront während des Druckstoßes berücksichtigt. Für die quantitative Analyse wurden Neigungswinkel von  $24,5^\circ$  (in Wellenrichtung) und  $-25^\circ$  (gegen Wellenrichtung) angesetzt. Die Geschwindigkeit der aufschlagenden senkrechten Wellenfront beträgt  $6 \text{ m/s}$ , und die Ausbreitung der Druckschlagfläche wird über eine Höhe von  $2 \text{ m}$  betrachtet. Es ergibt sich ein Zeitverschieb zwischen dem oberen und unteren Aufschlag von  $150 \text{ ms}$ . Der zeitliche Verlauf der Druckschlagausbreitung unterscheidet sich für die Neigung in bzw. gegen die Wellenrichtung aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsrichtung des Aufschlags.

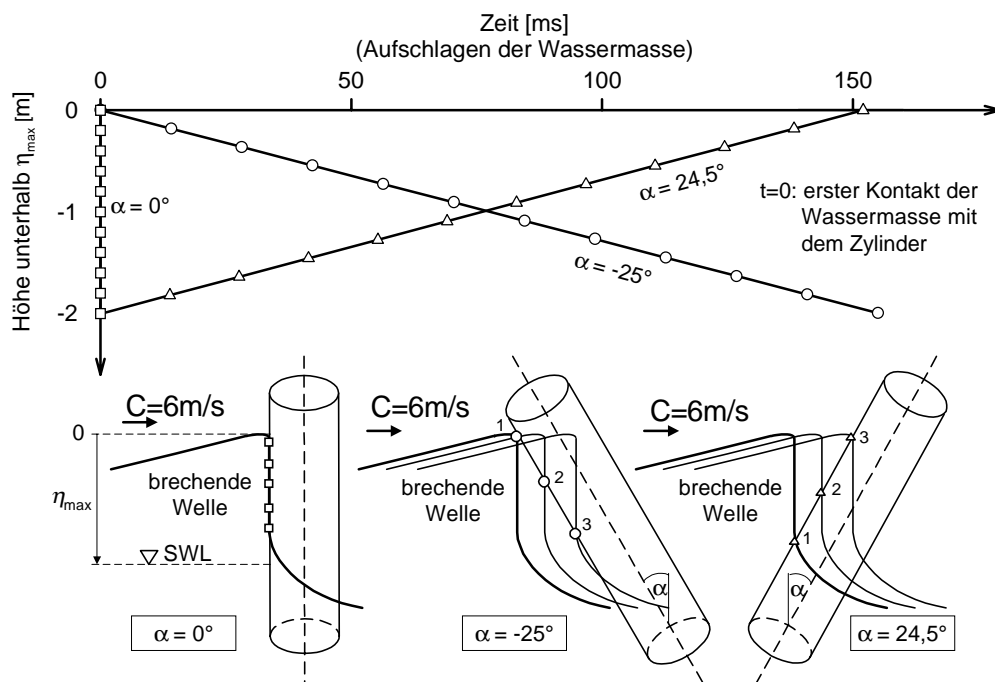


Abb. 3.14: Aufschlag einer brechenden Welle auf senkrechte und geneigte Zylinder (theoretische Betrachtung)

Die experimentellen Ergebnisse über den Aufschlag der brechenden Welle auf einen geneigten Zylinder zeigen aber einen anderen Zeitverlauf als in Abb.(3.14) für die Ausbreitung der Druckschlagfläche. Betrachtet werden die gleichen Neigungswinkel wie in der theoretischen Betrachtung (Abb. 3.14) und die gleiche Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ( $C = 6 \text{ m/s}$ ). Die Ausbreitung der Druckschlagfläche erfolgt für die verschiedenen Neigungen mit einem sehr ähnlichen Zeitverlauf innerhalb weniger Millisekunden. In Abb. 3.15 sind die Zeitpunkte des Druckmaximums in den verschiedenen Höhen auf der Staulinie des Zylinders aufgetragen. Die Ausbreitung der Druckschlagfläche erfolgt für alle drei Neigungswinkel im Gegensatz zu der in Abb. 3.14 dargestellten theoretischen Betrachtung von oben nach unten mit Zeitunterschieden im Millisekundenbereich. Die Druckschlagfläche breitet sich somit entlang der Staulinie des Zylinders nicht direkt der Fortbewegung der Wellenfront entsprechend aus. Vielmehr erfolgt das Eintauchen der Staulinie durch die Verformung der freien Oberfläche quasi zeitgleich über die Höhe für alle drei Zylinderneigungen. Die theoretische Betrachtung, die die Verformung der Brecherfront ignoriert, liefert eine viel zu große Dauer für das Eintauchen der Staulinie. Wie die experimentellen Ergebnisse zeigen, breitet sich der Druckschlag, ausgehend von dem Kontaktpunkt, derart schnell in Richtung der Zylinderachse aus, daß die unterschiedlichen geometrischen Verhältnisse bei den verschiedenen Neigungswinkeln des Zylinders das Ausbreitungsverhalten der Druckschlagfläche nicht direkt beeinflussen.

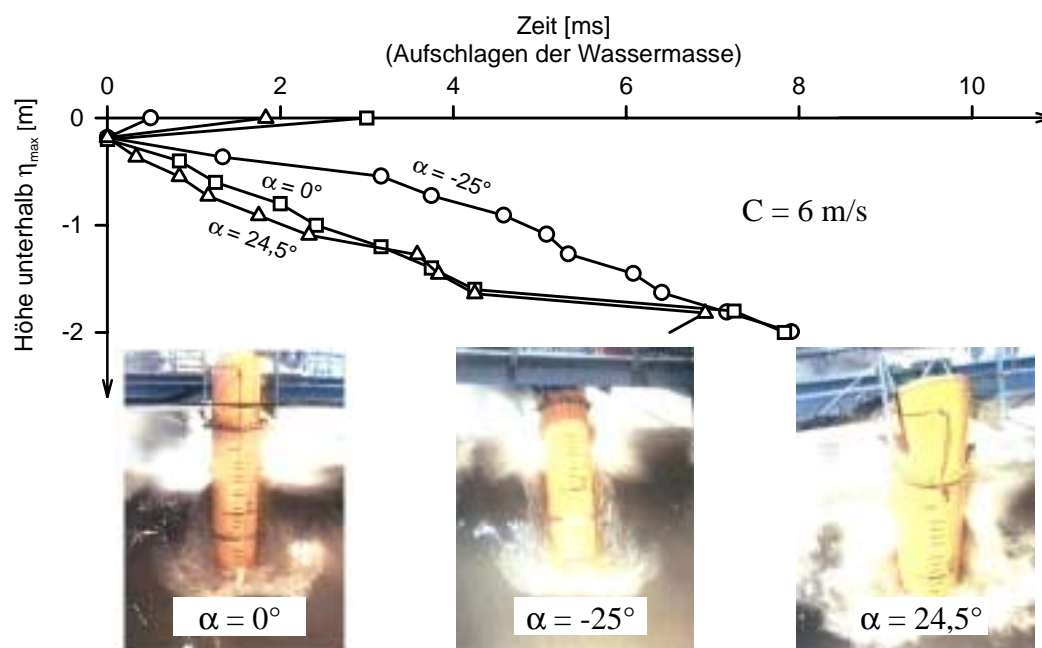


Abb. 3.15: Aufschlag einer brechenden Welle auf senkrechte und geneigte Zylinder (experimentelle Ergebnisse)

Der Aufschlag der brechenden Welle erfolgt somit zuerst an einem Punkt. Radial breitet sich die Wassermasse um den Aufschlagpunkt herum aus (Abb. 3.13). Diese Ausbreitung ist aus der Spritzerbildung abzulesen und stimmt mit der Ausbreitung der Druckfläche in der Staulinie überein (Abb. 3.15).

### 3.2.2 Aufschlag normal zur Zylinderachse

Der Druckschlag wird analysiert, indem zweidimensionale Schnitte entlang den Ausbreitungsrichtungen des Druckschlags gelegt werden. Aufgrund der radialen Ausbreitung wird der zweidimensionale Druckschlag auf Ebenen betrachtet, die aufgespannt werden durch den Richtungsvektor der Wassergeschwindigkeit am Aufschlagpunkt, während die zweite Erzeugende frei gewählt werden kann. So ergibt sich eine Ebenenschar, die durch die Drehung um den Winkel  $\theta$  um die erste Erzeugende der Ebene dargestellt werden kann. In diesen Ebenen entspricht der zweidimensionale Schnitt durch den Zylinder einer Ellipse mit der kleinen Achse ( $R$ ) in Richtung des Geschwindigkeitsvektors (Abb. 3.16).

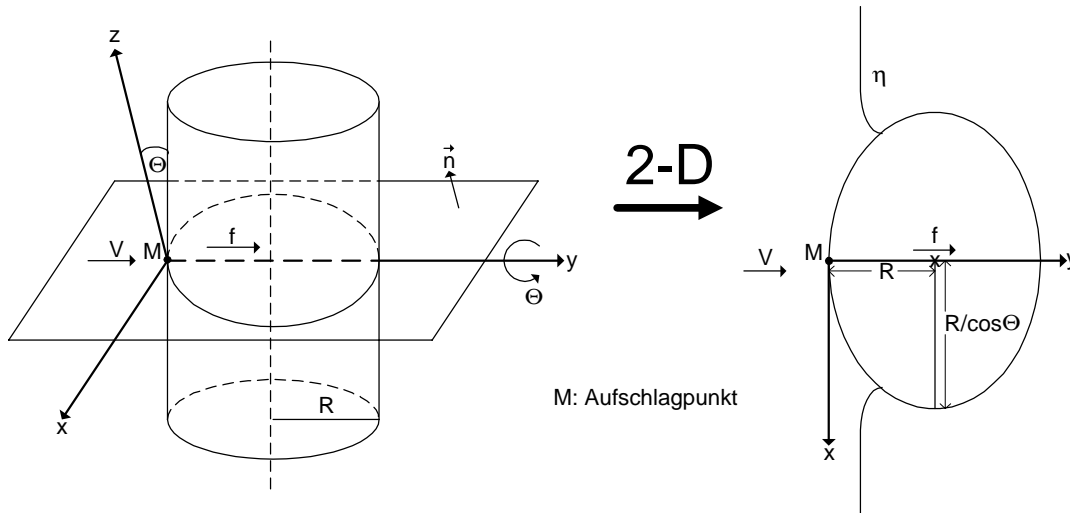


Abb. 3.16: Schnitt durch den Zylinder in der um den Winkel  $\theta$  um die  $y$ -Achse gedrehten Ebene

Für die Ellipse gilt:

$$\frac{x^2}{\frac{R^2}{\cos^2 \theta}} + \frac{(\eta_b - R)^2}{R^2} = 1$$

$$\rightarrow \eta_b = R - \sqrt{R^2 - x^2 \cdot \cos^2 \theta} = R - R \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{x \cdot \cos^2 \theta}{R} \right)^2} \quad (3.42)$$

Die Reihenentwicklung gemäß Gl. (3.5) für die Ellipse liefert:

$$\eta_b = R - R \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} \cdot \left( \left( \frac{x \cdot \cos \theta}{R} \right)^2 \right) - \frac{1}{8} \cdot \left( \left( \frac{x \cdot \cos \theta}{R} \right)^2 \right)^2 - \dots \right)$$

$$\eta_b = \frac{\cos^2 \theta}{2 \cdot R} \cdot x^2 + \frac{\cos^4 \theta}{8 \cdot R^3} \cdot x^4 + \dots \quad (3.43)$$

Die Approximation an die Kontur erfolgt in Analogie zu Gl. (3.19) bzw. Gl. (3.31):

$$\eta_b = \frac{\cos^2 \theta}{2 \cdot R} \cdot x^2 \quad \text{für} \quad 0 \leq x \leq \frac{R}{\sqrt{2} \cdot \cos \theta}$$

$$\eta_b = \frac{\cos^4 \theta}{R^3} \cdot x^4 \quad \text{für} \quad \frac{R}{\sqrt{2} \cdot \cos \theta} < x \leq \frac{R}{\cos \theta} \quad (3.44)$$

Für die Genauigkeit dieser Näherung treffen die Analysen der Approximationen Gl. (3.19) und Gl. (3.31) zu.

Nach Gl. (3.5), Gl. (3.6) und Gl. (3.19) folgt für den ersten Abschnitt:

$$u(c) = \frac{\cos^2 \theta}{2} \cdot \frac{c}{R} \quad (3.45)$$

Aus Gl. (3.4) läßt sich  $c(t)$  ermitteln:

$$\frac{\cos^2 \theta}{2 \cdot R} \cdot \frac{1}{2} \cdot c^2 = V \cdot t \quad \rightarrow \quad c = \frac{R}{\cos \theta} \cdot 2 \cdot \sqrt{\frac{V}{R} \cdot t} \quad (3.46)$$

Entsprechend gilt für den zweiten Abschnitt:

$$u(c) = \frac{3 \cdot \cos^4 \theta}{2} \cdot \frac{c^3}{R^3} \quad (3.47)$$

Und für die zugehörige eingetauchte Breite  $c(t)$ :

$$\frac{3 \cdot \cos^4 \theta}{2 \cdot R^3} \cdot \frac{1}{4} \cdot c^4 = V \cdot t \quad \rightarrow \quad c = \frac{R}{\cos \theta} \cdot 2 \cdot \sqrt[4]{\frac{1}{6} \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \quad (3.48)$$

Für die Dauer  $T_1$ , bis der erste Abschnitt der Kontur eingetaucht ist, gilt mit Gl. (3.46):

$$\frac{R}{\sqrt{2} \cdot \cos \theta} = 2 \cdot \frac{R}{\cos \theta} \cdot \sqrt{\frac{V}{R} \cdot T_1} \quad \rightarrow \quad T_1 = \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V} \quad (3.49)$$

Die Dauer  $T_2$  des Druckstoßes am zweiten Abschnitt ergibt sich mit Gl. (3.48) aus der Differenz der Zeitpunkte  $t_1$  und  $t_2$  zu denen die Randpunkte des Abschnitts eintauchen:

$$\begin{aligned} \frac{R}{\sqrt{2} \cdot \cos \theta} &= \frac{R}{\cos \theta} \cdot 2 \cdot \sqrt[4]{\frac{1}{6} \cdot \frac{V}{R} \cdot t_1} \quad \rightarrow \quad t_1 = \frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V} \\ \frac{R}{\cos \theta} &= \frac{R}{\cos \theta} \cdot 2 \cdot \sqrt[4]{\frac{1}{6} \cdot \frac{V}{R} \cdot t_2} \quad \rightarrow \quad t_2 = \frac{12}{32} \cdot \frac{R}{V} \\ T_2 &= t_2 - t_1 = \frac{9}{32} \cdot \frac{R}{V} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Die Gesamtdauer  $T$  des Druckstoßes, der bei dem Eintauchen der Staulinie beginnt und endet sobald die Halbellipse eingetaucht ist, ergibt sich aus der Summe von  $T_1$  und  $T_2$ :

$$T = T_1 + T_2 = \frac{13}{32} \cdot \frac{R}{V} \quad (3.51)$$

Für die Projektion der eingetauchten Breite  $c$  auf eine zur Zylinderachse senkrechte Ebene gilt:

$$c' = c \cdot \cos \theta \quad (3.52)$$

Einsetzen von  $c = c' / \cos \theta$  aus Gl. (3.46) und Gl. (3.48) zeigt, daß die Projektion  $c'$  der eingetauchten Breite unabhängig vom Winkel  $\theta$  ist. Auch die Dauern des Druckstoßes Gl. (3.49) – Gl. (3.51) sind unabhängig von diesem Winkel. Die eingetauchte Fläche entspricht somit in dieser Betrachtung zu jedem Zeitpunkt einem Rechteck mit der Breite  $2 \cdot c$ . Die Höhe des Rechtecks ist abhängig von der Geometrie der aufschlagenden Wassermasse. Das Rechteck wird nur in seiner Breite umströmt und nicht an dem oberen und dem unteren Rand. Diese Strömung entspricht über die Höhe des Rechtecks genau der Strömung bei dem Eintauchen eines unendlich langen Zylinders, aus der die zweidimensionale Betrachtung (vgl. 3.1.2) gewonnen wurde. Eine Aneinanderreihung dieser zweidimensionalen Schnitte (Abb. 2.7) stellt daher ein geeignetes Modell für den hier betrachteten Druckschlag dar.

Der Druckschlag erfolgt zeitgleich in allen Schnitten. Die wirkende Kraft läßt sich aus der Integration der Linienkraft  $f$  über die Höhe der Druckfläche  $\lambda \cdot \eta_b$  gewinnen:

$$F = \int f dz = f \cdot \lambda \cdot \eta_b \quad (3.53)$$

Die in Gl. (3.53) eingeführte Größe  $\lambda$  gibt den Teil der Wasserspiegelauslenkung  $\eta_b$  der brechenden Welle an, der an dem Druckschlag beteiligt ist (vgl. Abb. 2.1). Diese Größe  $\lambda$  stimmt mit dem in der Literatur als curling Faktor bezeichneten Koeffizienten überein. Das Produkt  $\lambda \cdot \eta_b$  entspricht der Höhe über den Zylinder, auf der der Druckschlag wirkt. Mit der Linienkraft  $f$  aus Gl. (3.16) folgt für die gesamte Druckschlagkraft auf den Zylinder:

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot V^2 \cdot \left( \frac{\pi}{u} - \text{Artanh} \sqrt{1 - \left( \frac{u}{2} \right)^2} \right) \cdot c \quad (3.54)$$

Die Funktionen  $u(c)$  und  $c(t)$  ergeben sich aus Gl. (3.20) – Gl. (3.23). Einsetzen dieser Gleichungen in Gl. (3.54) liefert die Kraft als Funktion der Zeit  $t$ . Das daraus resultierende Ergebnis stimmt mit den mit  $\lambda \cdot \eta_b$  multiplizierten Gl. (3.27) und Gl. (3.28) überein, deren Zeitbereiche jeweils unverändert bleiben.

Für die Übertragung des Druckschlags auf dreidimensionale Verhältnisse wird vorausgesetzt, daß in der Ebene der als Rechteck angenäherten Druckfläche die Anströmgeschwindigkeit im Unendlichen gleich  $V$  ist.

Diese Annahme kann in Analogie zu der Approximation im zweidimensionalen Fall betrachtet werden. Hier wird die Druckfläche zu jedem Zeitpunkt als ebene Platte angenähert. Trotz der Erhebung der Wasseroberfläche am Körper wird in der Ebene der Platte die Anströmgeschwindigkeit im Unendlichen gleich  $V$  gesetzt. Dies setzt voraus, daß die Neigung der freien Oberfläche klein ist. Wagner zeigt, daß die Neigung der Wasseroberfläche klein ist wie die Neigung der Druckfläche gegen die ursprüngliche Oberfläche.

Entsprechend muß für die Betrachtung des dreidimensionalen Druckschlags vorausgesetzt werden, daß die Neigung der Wasseroberfläche bezüglich der Achse des Zylinders über die Höhe  $\lambda \cdot \eta_b$  klein ist.

### 3.2.3 Aufschlag der Wassermasse schräg zur Zylinderachse

Für den nicht-normalen Aufschlag der Wassermasse auf den Zylinder kann eine Zerlegung der Wassergeschwindigkeit in die zur Achse des Zylinders normale und die parallele Komponente vorgenommen werden. Die achsparallele Komponente wurde meßtechnisch nicht erfaßt und wird nicht weiter betrachtet. Die normale Geschwindigkeitskomponente bewirkt eine Kraft auf den Zylinder, die gemäß Abschnitt 3.2.2 bestimmt werden kann. Über die Höhe  $\lambda \cdot \eta_b$  wirkt die Linienkraft  $f_\perp$  zeitgleich auf den Zylinder ein (vgl. Abb. 3.17).

Für die zur Zylinderachse senkrechte Geschwindigkeitskomponente gilt:

$$V_\perp = V \cdot \cos \gamma \quad (3.55)$$

Einsetzen von  $V_\perp$  nach Gl. (3.55) in die mit  $\lambda \cdot \eta_b$  multiplizierten Gl. (3.27) und Gl. (3.28) liefert für den ersten Abschnitt ( $0 \leq x \leq R/\sqrt{2}$ ):

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( 2 \cdot \pi - 2 \cdot \sqrt{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \right) \quad (3.56)$$

$$\text{für } 0 \leq t \leq \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$$

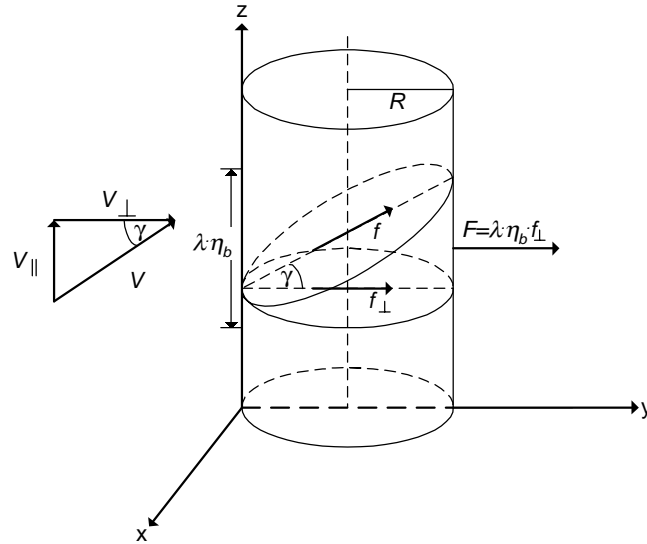


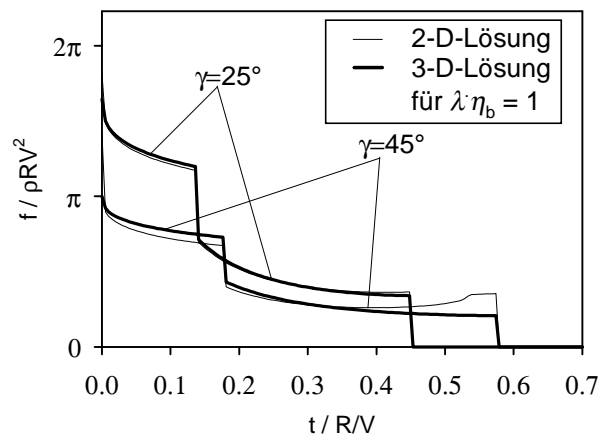
Abb. 3.17: Aufprall der brechenden Welle schräg zur Zylinderachse

Und entsprechend für den zweiten Abschnitt ( $R/\sqrt{2} < x \leq R$ ):

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{V \cdot \cos \gamma \cdot t'}} - \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \cdot \sqrt{6 \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \right) \quad (3.57)$$

für  $\frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \leq t' \leq \frac{12}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$  mit  $t' = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$

Für  $\lambda \cdot \eta_b = 1$  können die Gl. (3.56) und Gl. (3.57) (3-D-Lösung) mit den gemäß Gl. (3.41) mit  $\cos \gamma$  multiplizierten Gl. (3.39) und Gl. (3.40) (2-D-Lösung) verglichen werden. Für die zwei Winkel  $\gamma = 25^\circ$  und  $\gamma = 45^\circ$  sind die jeweiligen Kraftverläufe in Abb. (3.18) aufgetragen. Die Zeitverläufe für die 2-D-Lösung und die 3-D-Lösung stimmen sehr gut überein, die Dauer des Druckschlags ist für beide Betrachtungen gleich. Statt die achsnormale Projektion der Linienkraft zu betrachten, ist es daher gerechtfertigt, die Linienkraft in dieser Richtung aus der entsprechenden Projektion der Geschwindigkeit zu berechnen.

Abb. 3.18: Vergleich der Lösungen für den Aufschlag unter dem Winkel  $\gamma$

### 3.3 Zusammenfassung und kritische Diskussion

Für den Druckschlag am Zylinder wurde eine zweidimensionale Lösung bestimmt. Die achsnormale, auf den Zylinder einwirkende Linienkraft ergibt sich folgendermaßen:

$$f_{\perp} = \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos \gamma \cdot \left( 2 \cdot \pi \cdot \cos \gamma - 2 \cdot \sqrt{\cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{V}{R} \cdot t} \right) \quad (3.58)$$

$$\text{für } 0 \leq t \leq \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}$$

$$f_{\perp} = \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos \gamma \cdot \left( \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \cos \gamma \cdot \frac{1}{\frac{V}{R} \cdot t'}} - \right. \quad (3.59)$$

$$\left. 4 \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \cos \gamma \cdot \frac{V}{R} \cdot t'} \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V}{R} \cdot t' \cdot \sqrt{\frac{6}{\cos \gamma} \cdot \frac{V}{R} \cdot t'}} \right)$$

$$\text{für } \frac{3}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \leq t' \leq \frac{12}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \quad \text{mit} \quad t' = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V}$$

Die Gesamtdauer  $T$  des Druckstoßes, der mit dem Eintauchen der Staulinie beginnt und endet sobald die Halbellipse eingetaucht ist, berechnet sich wie folgt:

$$T = \frac{13}{32} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \cdot \frac{R}{V} \quad (3.38)$$

Für den Aufschlag einer brechenden Welle auf einen Zylinder wurde eine dreidimensionale Lösung ermittelt. Für die normal zur Zylinderachse wirkende Stoßkraft gilt:

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( 2 \cdot \pi - 2 \cdot \sqrt{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t} \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t} \right) \quad (3.56)$$

$$\text{für } 0 \leq t \leq \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$$

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'}} - \right. \quad (3.57)$$

$$\left. 4 \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'} \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t' \cdot \sqrt{6 \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R} \cdot t'}} \right)$$

$$\text{für } \frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \leq t' \leq \frac{12}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \quad \text{mit} \quad t' = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$$

Die Dauer des Druckstoßes ist damit festgelegt, und es gilt wie im zweidimensionalen Fall:

$$T = \frac{13}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \quad (3.60)$$

Die dreidimensionale Beschreibung des Druckschlags basiert auf der radialen Ausbreitung des Stoßes um den Kontaktpunkt herum. Da der Druckschlag von einem Eintauchpunkt ausgeht, ist die Abhängigkeit von nur einer Wassergeschwindigkeit, nämlich jener, mit der die Wassermasse am Kontaktpunkt aufschlägt, gerechtfertigt.

Die Druckschlagfläche wird zu jedem Zeitpunkt des Druckschlags durch ein Rechteck wiedergegeben. Die Breite dieses Rechtecks entspricht der Eintauchbreite  $2 \cdot c(t)$ , die aus der zweidimensionalen Betrachtung des Druckschlags bestimmt wurde. Für die Breite des Rechtecks ergibt sich daher eine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Wassermasse. Die Höhe des Rechtecks ist abhängig von der Kontur der brechenden Welle, die durch den curling Faktor  $\lambda$  berücksichtigt wird. Der curling Faktor  $\lambda$  muß experimentell bestimmt werden.

Die Formulierung für die Stoßkraft enthält implizit die Vorstellung einer strikten Abgrenzung des Druckschlagbereichs in der Höhe am Zylinder. In dem Druckschlagbereich erfolgt der Druckschlag über die Höhe zeitgleich. Ein zeitlich verzögerter Druckstoß bzw. außerhalb der Rechteckfläche stattfindender Druckschlag kann vernachlässigt werden. Ein solcher versetzter oder verzögerter Druckschlag würde auf die durch die Spritzer des Druckschlags benetzte oder auf die bereits eingetauchte Oberfläche des Zylinders auftreffen. Das Wasserpolster dämpft den Durchschlag sehr effizient, so daß die Belastung vernachlässigbar ist im Vergleich zu der Druckstoßbelastung der direkt auf den Zylinder aufschlagenden Wassermasse.

Für die dreidimensionale Beschreibung des Druckschlags wird vorausgesetzt, daß in der Ebene der als Rechteck angenäherten Druckfläche die Geschwindigkeit des Wassers im Unendlichen gleich  $V$  ist. Daher muß vorausgesetzt werden, daß die Neigung der Wasseroberfläche bezüglich der Achse des Zylinders über die Höhe  $\lambda \cdot \eta_b$  klein ist.

Die Betrachtung des zweidimensionalen Druckschlags in den um den Winkel  $\Theta$  gedrehten Ebenen (Abb. 3.16) führt zu der rechteckförmigen Druckfläche. Wird aber in den gedrehten Ebenen nicht allein das Zeitverhalten des Druckschlags untersucht, sondern auch die Linienkraft bestimmt, so ergeben sich höhere Drücke auf der Zylinderoberfläche, je weiter ein Punkt in dem Druckschlagbereich von dem Aufschlagpunkt entfernt ist. Ein solcher Druckverlauf wurde nicht beobachtet und widerspricht allen Vorstellungen von der Druckverteilung im Druckschlagbereich. Die Untersuchung des Druckschlags entlang der um den Winkel  $\Theta$  gedrehten Ebenen ist daher nicht geeignet, um eine Druckverteilung auf der Zylinderoberfläche zu ermitteln.

Aus der zweidimensionalen Analyse des Druckschlags kann die Druckverteilung und die Linienkraft in der Ebene der maximalen Linienkraft bestimmt werden. Die dreidimensionale Betrachtung liefert die Gesamtkraft und die Dauer des Druckschlags.

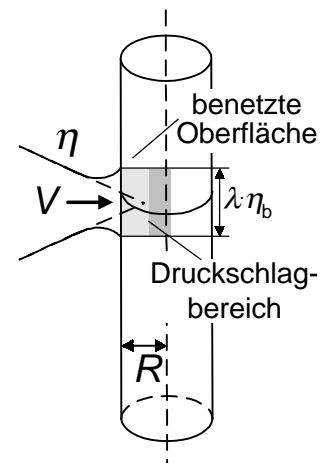


Abb. 3.19: Rechteckiger Druckschlagbereich



## 4. Experimentelle Untersuchungen

Die meßtechnische Erfassung der Druckschläge erfolgte mit Sensoren, die auf der Oberfläche des Zylinders installiert wurden. Die zeitliche und örtliche Auflösung der Druckschläge (Abb. 3.3) erfordert einen großen Modellmaßstab und eine hohe Meßfrequenz. Messungen im Großen Wellenkanal gewähren einen hinreichenden Maßstab, und Versuche mit einzelnen Wellenereignissen erlauben eine ausreichende Meßfrequenz. Einzelne brechende Wellen können in Wellenkanälen durch konvergierende Wellenpakete simuliert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals Gaußsche Wellenpakete zur Generierung brechender Wellen im Großen Wellenkanal eingesetzt.

### 4.1 Versuchsaufbau und Meßtechnik

Die Experimente wurden im Großen Wellenkanal (GWK) des Forschungszentrums Küste (FZK) in Hannover durchgeführt. Dieser Wellenkanal hat eine Länge von 309 m, eine Breite von 5 m und eine Tiefe von 7 m (Abb. 4.1). Ruhewasserspiegel von 4 m bis 4,25 m wurden für die Versuche eingestellt. Ein Stahlzylinder mit einem Durchmesser von 0,7 m wurde in einer Entfernung von 111 m von der Wellenmaschine auf dem flachen Boden des Kanals eingebaut. Das obere Ende des Zylinders wurde an einer Traverse befestigt, die den Kanal in der Höhe seiner Oberkante querte (Abb. 4.2). Der Testzylinder ist somit als Konstruktionselement mit zwangungsfreier Zweipunktlagerung (Balken auf 2 Stützen) zu betrachten. Ein Farbanstrich sorgt für eine glatte Oberfläche (Sparboom, 1986).

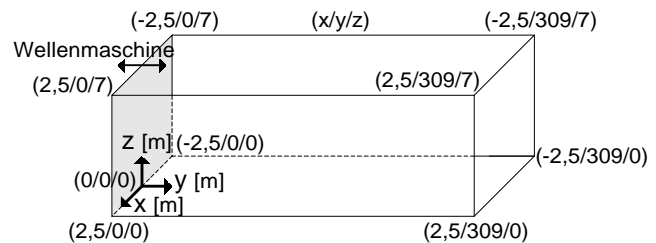


Abb. 4.1: Koordinatensystem im GWK

Die Experimente wurden in fünf Versuchsreihen unterteilt. Für die erste Reihe von Versuchen wurde der Zylinder senkrecht installiert. Diese Ausrichtung wird mit dem Neigungswinkel  $0^\circ$  bezeichnet. Während der zwei folgenden Versuchsserien war der Zylinder in Wellenrichtung geneigt. Zwei unterschiedliche Neigungswinkel wurden untersucht, nämlich  $+24,5^\circ$  und  $+45^\circ$ .

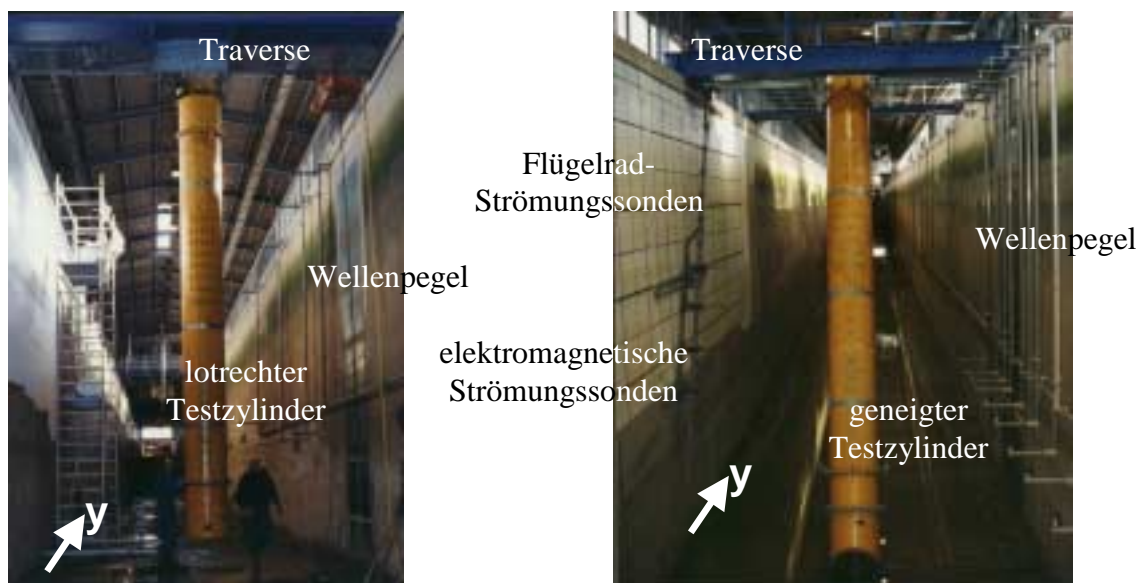


Abb. 4.2: Einbau des senkrechten und des um  $+24,5^\circ$  geneigten Zylinders in den GWK

Die letzten zwei Versuchsreihen wurden mit dem gegen die Wellenrichtung geneigten Testzylinder durchgeführt. Wiederum wurden zwei unterschiedliche Neigungswinkel verwendet, nämlich  $-45^\circ$  und  $-25^\circ$ .

Die Länge des Zylinders wurde vergrößert, um betragsmäßig größere Neigungswinkel zu erhalten. Dazu wurden an der Unterseite des Zylinders Zwischensegmente entsprechender Längen eingefügt. Während der senkrechte Zylinder eine Länge von 7,3 m hatte, waren die geneigten Zylinder 7,7 m bzw. 9,7 m lang (Abb. 4.3).

Die auf den Zylinder einwirkenden Kräfte wurden in den zwei Lagern des Zylinders mit Dehnmeßstreifen gemessen. In jedem Lager waren jeweils zwei Dehnmeßstreifenapplikationen in Längs- und Querrichtung bezüglich der Zylinderachse angeordnet. Die Kalibrierung der Dehnmeßstreifen erfolgte in Vorversuchen anhand definierter Zugbelastung.

Kurzzeitige Stoßbelastungen des Zylinders verursachen Schwingungen, die mit den Dehnmeßstreifen detektiert werden. Die Schwingungsperiode und Dämpfungskonstante dieser Schwingungen wurden gleichfalls in Vorversuchen analysiert und bestimmt. Zu diesem Zweck wurde die Stoßbelastung bei verschiedenen Wasserständen durch einen im Kran hängenden, schwingenden Betonklotz simuliert. Die Schwingungscharakteristiken des Zylinders sind abhängig von der Länge des Testzylinders und unterscheiden sich daher für die verschiedenen Neigungen ( $f = 11 \text{ Hz}$  für  $\alpha = 0^\circ$  /  $f = 9 \text{ Hz}$  für  $\alpha = -25^\circ$  und  $\alpha = 24,5^\circ$  /  $f = 6 \text{ Hz}$  für  $\alpha = \pm 45^\circ$ ).

Das dynamische Verhalten des Zylinders wurde mit Beschleunigungsaufnehmern überwacht. Ein Beschleunigungsaufnehmer war in der Hülle des Zylinders eingebaut, ein weiterer am oberen Lager und ein dritter an der Traverse.

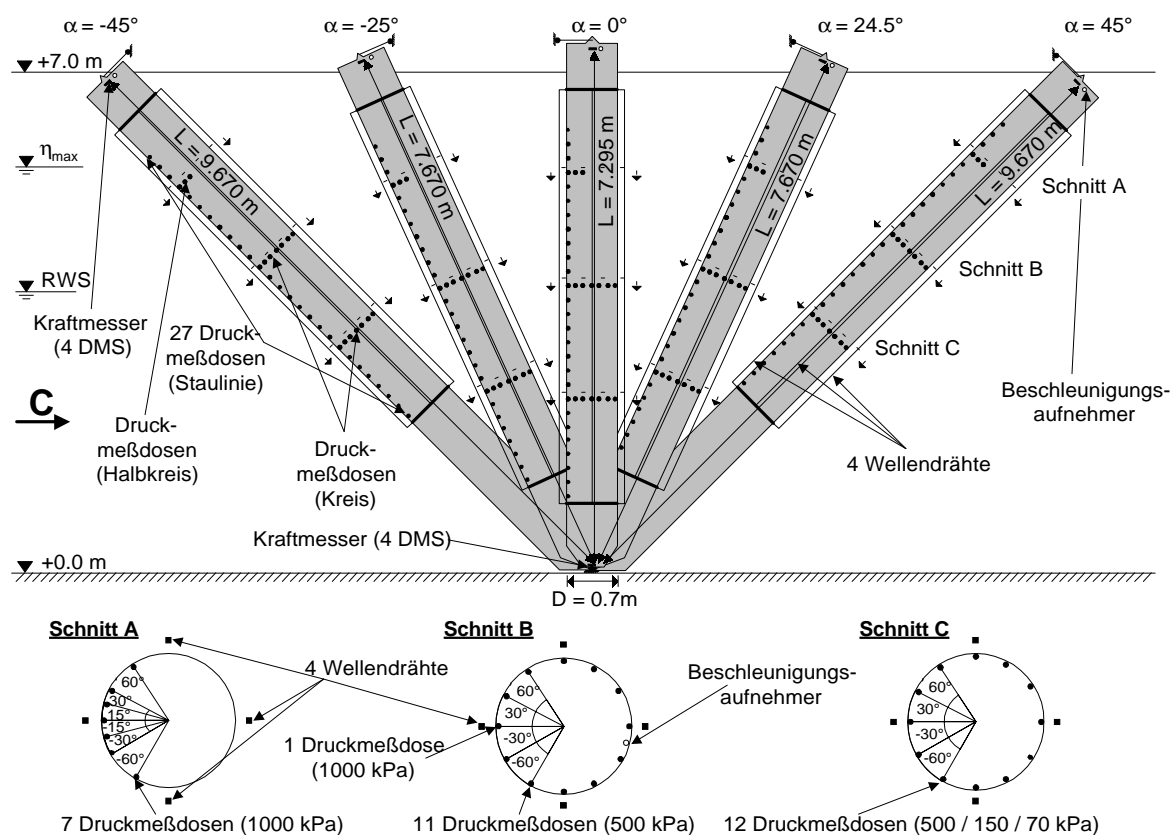


Abb. 4.3: Untersuchte Modellzylinder-Alternativen im GWK

Die lokale Belastung des Zylinders wurde mit Druckmeßdosen an der Oberfläche des Zylinders ermittelt. Insgesamt 55 Druckmeßdosen wurden in die Zylinderhülle eingebaut. Ein Teil der Drucksonden, nämlich 27, waren im Abstand von jeweils 0,2 m entlang der Staulinie des Zylinders angeordnet. Jeweils 12 Druckmeßdosen waren in zwei Ebenen um den Umfang des Zylinders gleichverteilt angeordnet. Die untere Ebene befand sich unterhalb des tiefsten Wellentals, die obere in Höhe des Ruhewasserspiegels. In der Höhe der Wellenberge war außerdem an der Vorderfront des Zylinders ein Halbkreis aus 7 Druckmeßdosen symmetrisch zur Staulinie appliziert.

Für die Anordnung der Druckmeßdosen in der Staulinie gilt gemäß dem Koordinatensystem aus Abb. 4.1 und wie in Abb. 4.3 skizziert ( $\Theta$ =Heaviside-Funktion):

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 111 + (1,23 + i \cdot 0,2 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \sin \alpha - 0,35 \cdot \cos \alpha \\ 0,15 + (1,23 + i \cdot 0,2 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \cos \alpha + 0,35 \cdot \sin \alpha \end{pmatrix}$$

mit  $i \in N$  und  $0 \leq i \leq 26$  und  $\alpha = -45^\circ; -25^\circ; 0^\circ; 24,5^\circ; 45^\circ$  (4.1)

Meßbereiche: 70 kPa für  $0 \leq i \leq 2$  / 150 kPa für  $3 \leq i \leq 6$  /  
500 kPa für  $7 \leq i \leq 13$  / 1000 kPa für  $14 \leq i \leq 26$

Die Druckmeßdosen auf dem unteren Ring sind wie folgt lokalisiert (Schnitt C aus Abb. 4.3):

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,35 \cdot \sin(i \cdot 30^\circ) \\ 111 + (2,63 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \sin \alpha - 0,35 \cdot \cos \alpha \cdot \cos(i \cdot 30^\circ) \\ 0,15 + (2,63 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \cos \alpha + 0,35 \cdot \sin \alpha \cdot \cos(i \cdot 30^\circ) \end{pmatrix}$$

mit  $i \in N$  und  $0 \leq i \leq 11$  und  $\alpha = -45^\circ; -25^\circ; 0^\circ; 24,5^\circ; 45^\circ$  (4.2)

Meßbereiche: 500 kPa für  $0 \leq i \leq 1$  und  $i = 11$  / 150 kPa für  $2 \leq i \leq 3$  und  $9 \leq i \leq 10$  /  
70 kPa für  $4 \leq i \leq 8$

Auf dem mittleren Ring gilt für die Druckmeßdosen (Schnitt B aus Abb. 4.3):

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,35 \cdot \sin(i \cdot 30^\circ) \\ 111 + (4,23 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \sin \alpha - 0,35 \cdot \cos \alpha \cdot \cos(i \cdot 30^\circ) \\ 0,15 + (4,23 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \cos \alpha + 0,35 \cdot \sin \alpha \cdot \cos(i \cdot 30^\circ) \end{pmatrix}$$

mit  $i \in N$  und  $0 \leq i \leq 11$  und  $\alpha = -45^\circ; -25^\circ; 0^\circ; 24,5^\circ; 45^\circ$  (4.3)

Meßbereiche: 1000 kPa für  $i = 0$  / 500 kPa für  $1 \leq i \leq 11$

Auf dem Halbring sind die Druckmeßdosen wie folgt angeordnet (Schnitt A aus Abb. 4.3):

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 111 + (5,83 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \sin \alpha \\ 0,15 + (5,83 + 0,47 \cdot \Theta(|\alpha| - 20^\circ) + 1,9 \cdot \Theta(|\alpha| - 40^\circ) - 0,15) \cdot \cos \alpha \end{pmatrix}$$

$$+ \begin{pmatrix} 0,35 \cdot \sin((i-3 - (-1)^{\Theta(i-3)}) \cdot \Theta(|i-3| - 2,5)) \cdot 15^\circ \\ -0,35 \cdot \cos \alpha \cdot \cos((i-3 - (-1)^{\Theta(i-3)}) \cdot \Theta(|i-3| - 2,5)) \cdot 15^\circ \\ 0,35 \cdot \sin \alpha \cdot \cos((i-3 - (-1)^{\Theta(i-3)}) \cdot \Theta(|i-3| - 2,5)) \cdot 15^\circ \end{pmatrix}$$

mit  $i \in N$  und  $0 \leq i \leq 6$  und  $\alpha = -45^\circ; -25^\circ; 0^\circ; 24,5^\circ; 45^\circ$  (4.4)

Meßbereich: 1000 kPa für  $0 \leq i \leq 6$



Meßinstrument	Anzahl	Anordnung	Meßziel
Wellendrähte (Eigenbau GWK)	15	<ul style="list-style-type: none"> <li>entlang Kanalwand</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Auslenkung der Wasseroberfläche</li> <li>Wellenfortschrittsgeschwindigkeit</li> </ul>
Wellendrähte (Eigenbau GWK)	4	<ul style="list-style-type: none"> <li>am Zylinder</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Auslenkung der Wasseroberfläche</li> </ul>
Elektromagnetische Strömungs- sonden (Fa. NSW)	4	<ul style="list-style-type: none"> <li>an Kanalwand</li> <li>parallel zur Staulinie des Zylinders</li> <li>unterhalb RWS</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Wasserpartikelgeschwindigkeit (Meßbereich bis 5 m/s)</li> <li>Geschwindigkeitskomponenten in Kanallängsschnitt</li> </ul>
Flügelradströmungs- sonden (Fa. Schiltknecht)	6	<ul style="list-style-type: none"> <li>an Kanalwand</li> <li>parallel zur Staulinie des Zylinders</li> <li>oberhalb RWS</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Wasserpartikelgeschwindigkeit im Wellenberg und in der Brecherzunge (Meßbereich bis 10 m/s)</li> <li>horizontale Geschwindigkeitskomponente</li> </ul>
Dehnmeßstreifen (Eigenbau GWK)	8	<ul style="list-style-type: none"> <li>in den Lagern des Zylinders</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Gesamtkraft auf den Zylinder</li> </ul>
Beschleunigungs- aufnehmer (Fa. Hottinger)	3	<ul style="list-style-type: none"> <li>am Zylinder</li> <li>am oberen Zylinderlager</li> <li>an Traverse</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>Beschleunigung des Pfahles</li> <li>Schwingverhalten des Zylinders aus Zeitverlauf des Signals</li> </ul>
Druckmeßdosen (Fa. Druck)	20	<ul style="list-style-type: none"> <li>in Staulinie oberhalb RWS</li> <li>Halbkreis in Höhe der Wellenberge</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>hydrodynamische Druckbelastung des Zylinders (Meßbereich bis 1000 kPa) ⇒ lokale Krafteinwirkung</li> <li>zeitlicher Verlauf der Krafteinwirkung (Eigenfrequenz 48 kHz)</li> </ul>
Druckmeßdosen (Fa. Druck)	35	<ul style="list-style-type: none"> <li>in Staulinie unterhalb RWS</li> <li>auf Umfang in Höhe RWS</li> <li>auf Umfang unterhalb Wellental</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>hydrodynamische Druckbelastung des Zylinders (Meßbereich 500/150/70 kPa) ⇒ lokale Krafteinwirkung</li> </ul>

Tab. 4.1: Verwendete Meßwertaufnehmer und zugehörige Meßziele

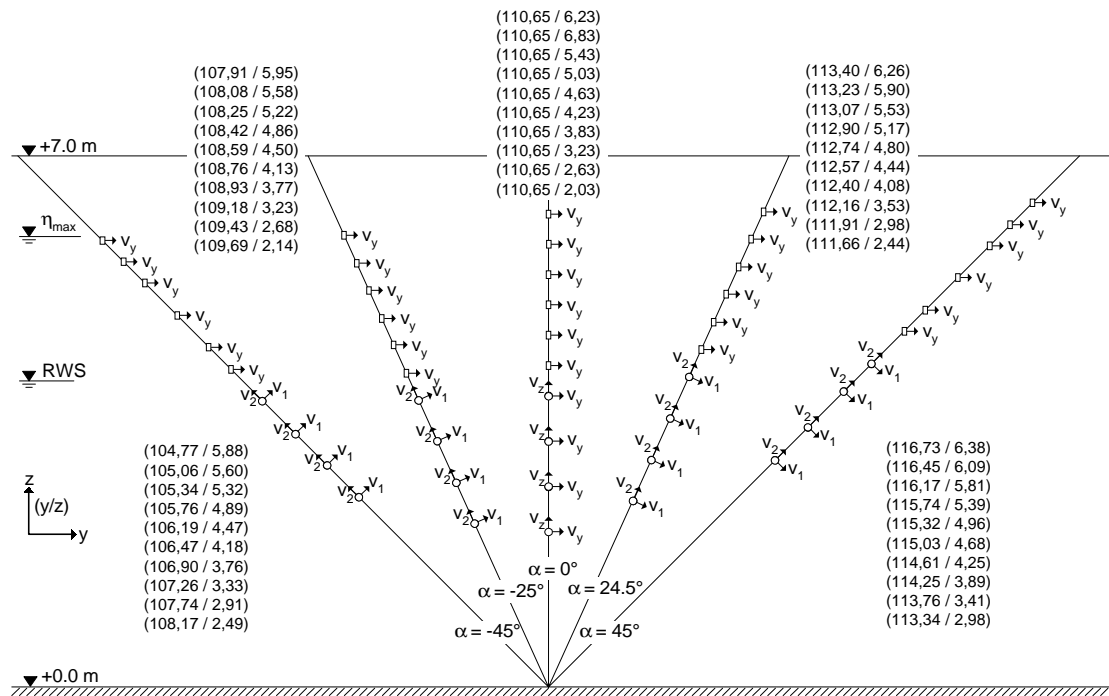


Abb. 4.6: Anordnung der Strömungsonden für die untersuchten Zylinder-Alternativen

## 4.2 Meßwerterfassung

Die Aufnahme der Meßdaten erfolgte mit einer Frequenz von 12 kHz für die Signale der Druckmeßdosen mit dem Meßbereich bis 1000 kPa und mit einer Meßfrequenz von 1 kHz für alle weiteren Sensoren. Die unterschiedlichen Meßfrequenzen, wie auch die Anzahl der Sensoren, machte den Einsatz von zwei Meßwerterfassungssystemen erforderlich. Die Aufteilung der Sensoren auf die zwei Meßwerterfassungen ist Abb. 4.7 zu entnehmen.

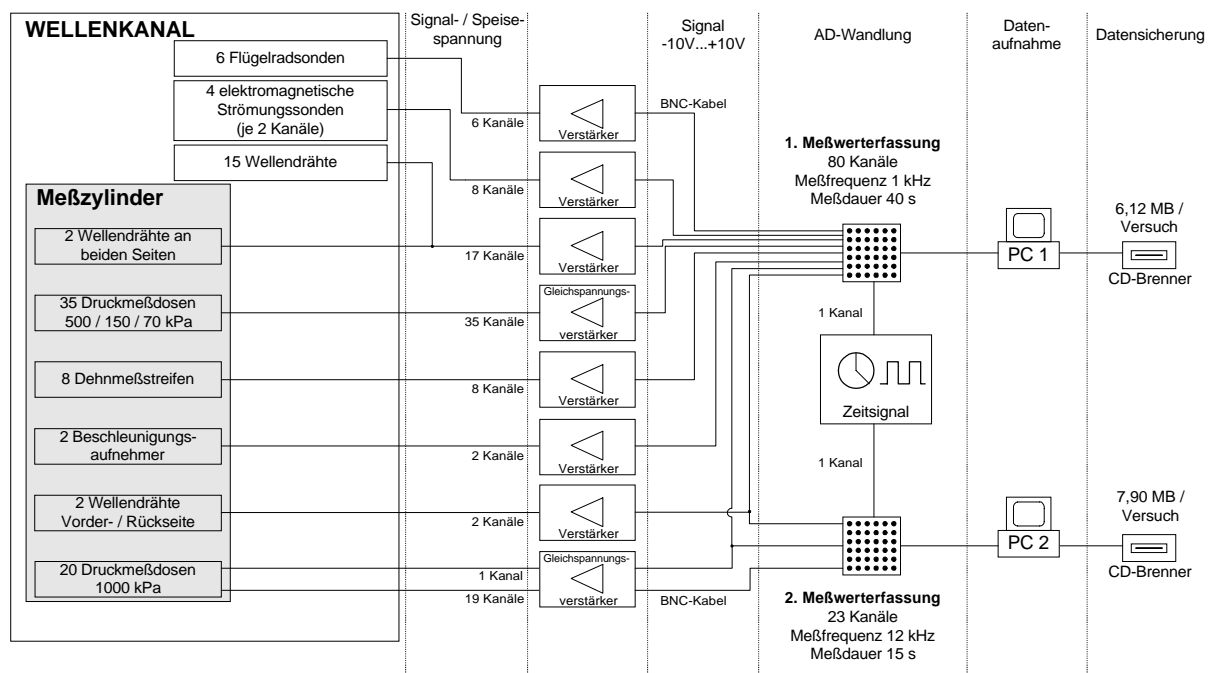


Abb. 4.7: Verwendete Meßwerterfassung

Auf der ersten Meßwerterfassung wurden die Signale von 80 Kanälen mit der niedrigen Meßfrequenz aufgezeichnet, auf dem zweiten System wurden mit der hohen Meßfrequenz die Daten von 23 Kanälen erfaßt. Auf beiden Meßwerterfassungen parallel wurden die Signale einer Druckmeßdose (Meßbereich 1000 kPa) aufgenommen, die sowohl in die Reihe der Druckmeßdosen in der Staulinie als auch auf dem Umfang in Höhe des RWS integriert war. Desweiteren wurden die Signale der beiden Wellendrähte vor und hinter dem Zylinder, anhand derer relevante Zeitfenster bestimmt wurden, und schließlich eine Rechteckspannung als Zeitsignal zur Synchronisation der beiden Meßwerterfassungen parallel aufgezeichnet.

Für jeden Versuch wurde genau nur eine brechende Welle generiert. Die Wechselwirkung mit dem Zylinder wurde in kurzen Zeitfenstern meßtechnisch erfaßt. Für die erste Meßwerterfassung mit der Taktrate von 1 kHz wurde eine Meßdauer von 40 Sekunden gewählt, für die zweite Meßwerterfassung mit der Meßfrequenz 12 kHz war eine Zeitspanne von 15 Sekunden ausreichend. Diese kurzen Meßdauern waren im Hinblick auf die hohen Meßfrequenzen angestrebt, um die Datenmenge je Versuch in einem Rahmen zu halten, der gut zu bearbeiten war, sowohl hinsichtlich der Dauer der Datenwandlung als auch der anschließenden Speicherung und Auswertung.

### 4.3 Generierung und Parametrisierung der brechenden Wellen im GWK

Gaußsche Wellenpakete wurden generiert, um brechende Wellen an einem vorgegebenen Ort im Wellenkanal zu erzeugen (Bergmann, 1985). Die Wellenpakete konvergieren bis zu dem Konzentrationspunkt. Dort steilen sich die Wellenpakete so weit auf, daß Wellenbrechen eintritt. Anschließend divergieren die Pakete. Die Ausbreitung der Wellenpakete im GWK ist in Abb. 4.8 beispielhaft zu drei Zeitpunkten grafisch aufgetragen für ein Wellenpaket mit dem Konzentrationspunkt in einer Entfernung von 111 m von der Wellenmaschine und einer vorgegebenen Auslenkung von 1,5 m am Konzentrationspunkt.

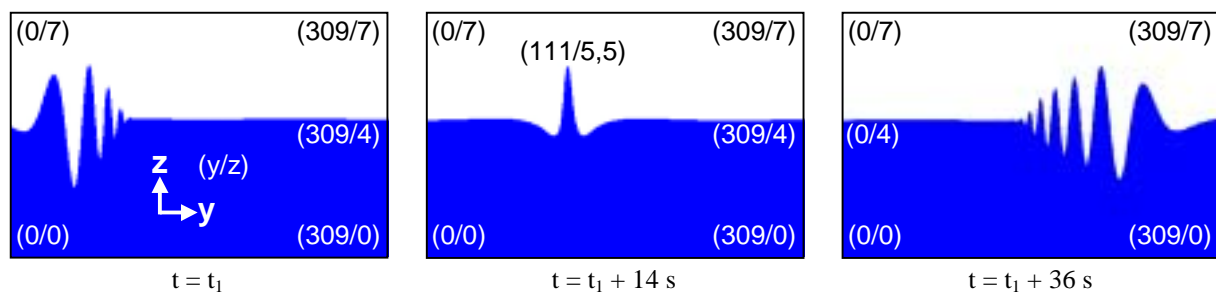


Abb. 4.8: Wellenpaket im GWK

Sämtliche generierte Wellenpakete waren einander am Brechpunkt ähnlich. Es wurden lediglich Sturzbrecher ausgebildet. Die Wasserspiegelauslenkung am Brechpunkt ist in Abb. 4.9 beispielhaft aufgetragen. Der dargestellte Zeitverlauf wurde mit einem Wellendraht in der Nähe des Brechpunktes gemessen. Unter Vernachlässigung der Veränderung, die die Oberfläche durch die Formänderung des Wellenpakets innerhalb des dargestellten Zeitfensters erfährt, kann aus dem Zeitverlauf die örtliche Verteilung der Wasserspiegelauslenkung bestimmt werden. Dazu muß der Zeitverlauf mit der Wellenfortschritts geschwindigkeit multipliziert werden. In den beiden Graphen von Abb. 4.9 sind Parameter zur Beschreibung der Wasserspiegelauslenkung eingezeichnet.

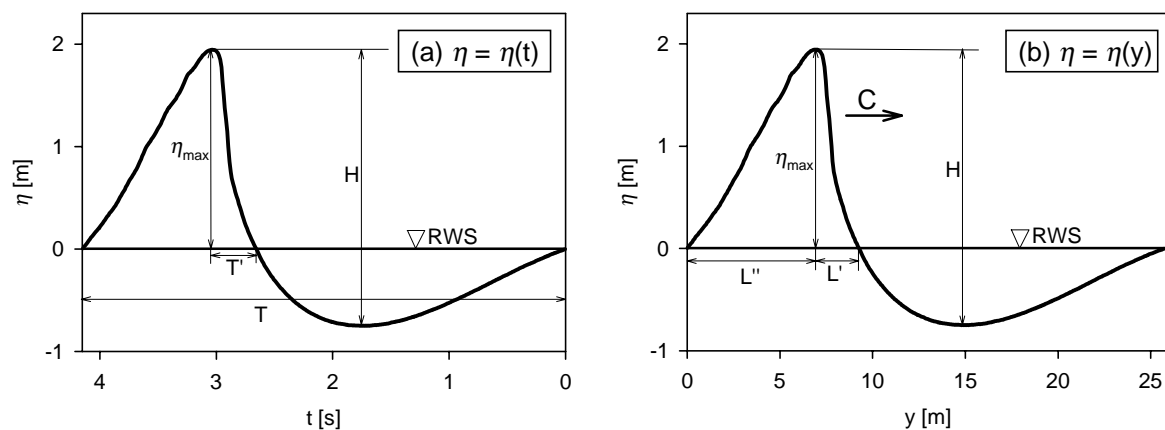


Abb. 4.9: Wasserspiegelauslenkung in der Nähe des Brechpunktes

Aus den Parametern für die Wellenhöhe bzw. Wellenlänge kann die Steilheit der brechenden Wellen bestimmt werden. Gemäß den Definitionen von Myrhaug und Kjeldsen (1986) (s. Abb. 2.11), werden gesondert die Steilheit der Wellenfront oberhalb des Ruhewasserspiegels betrachtet, sowie Asymmetrien bezüglich der Wellenhöhe und der Wellenlänge. Die Parameter, die die brechenden Wellen charakterisieren, sind in Tab. 4.2 aufgetragen. Für jeden Parameter ist der Bereich angegeben, in dem die Werte für die Versuche im Großen Wellenkanal lagen.

Parameter	Definition (s. Abb. 2.11)	Wertebereich
Wellenhöhe	$H$	2,2 m – 2,8 m
maximale Wasserspiegelauslenkung	$\eta_{\max}$	1,7 m – 2,0 m
Wellenperiode	$T$	4,11 s – 4,28 s
Wellenfortschrittsgeschwindigkeit	$C$	5,8 m/s – 6,2 m/s
Wellensteilheit	$s = \frac{2 \cdot \pi \cdot H}{g \cdot T^2}$	0,08 – 0,10
Steilheit der Wellenfront (örtlich)	$\varepsilon_{x,B} = \frac{\eta_{\max}}{L'}$	0,55 – 0,80
Steilheit der Wellenfront (zeitlich)	$\varepsilon_t = \frac{2 \cdot \pi \cdot \eta_{\max}}{g \cdot T' \cdot T}$	0,50 – 0,75
vertikaler Asymmetrie Faktor	$\lambda' = \frac{L''}{L'}$	1,9 – 2,7
horizontaler Asymmetrie Faktor	$\mu = \frac{\eta_{\max}}{H}$	0,71 – 0,77

Tab. 4.2: Parameter der brechenden Wellen im GWK

Anhand der Asymmetrie Faktoren der brechenden Wellen ist ein Vergleich mit Werten aus Naturmessungen möglich. Kjeldsen (1990) veröffentlichte Wertebereiche aus Naturmessungen von brechenden Wellen im Tiefwasser. Es zeigt sich, daß der vertikale Asymmetrie Faktor in der Natur kleiner, der horizontale Asymmetrie Faktor dagegen größer ist als die Werte für die Versuche im GWK (Tab. 4.3).



Parameter	Wertebereich Wellen im GWK	Werte nach Kjeldsen (1990) Naturmessungen
Steilheit der Wellenfront (örtlich)	$\varepsilon_{X,B} = 0,55 - 0,80$	$\varepsilon_{X,B} = 0,32 - 0,78$
vertikaler Asymmetrie Faktor	$\lambda' = 1,9 - 2,7$	$\lambda' = 0,9 - 2,18$
horizontaler Asymmetrie Faktor	$\mu = 0,71 - 0,77$	$\mu = 0,84 - 0,95$

Tab. 4.3: Parameter der brechenden Wellen im GWK und in der Natur

Die Abweichungen zwischen den Werten aus der Natur und im GWK weisen darauf hin, daß die brechenden Wellen im GWK nicht als reine Tiefwasserwellen interpretiert werden können. Bei Wellenlängen von etwa 25 m (s. Abb. 4.9) beträgt die Wassertiefe des RWS nur 4 m bis 4,25 m. Die Tiefwasserbedingung ( $d > L/2$ ) wird somit nicht erfüllt. Das Brechen der Wellen wird aber nicht durch die Wassertiefe verursacht. Bei einer Wellenhöhe von bis zu 2,8 m wird die Grenzbedingung für das Wellenbrechen im Flachwasser ( $H_b/d_b = 0,73-1,03$ ) unterschritten. Ein Einfluß des Bodens auf die Ausbreitung des Wellenpakets am Konzentrationspunkt kann nicht ausgeschlossen werden. Die Wellenpakete stellen daher keine gute Simulation brechender Tiefwasserwellen dar, sondern sind vielmehr als experimentelle Technik zur Generierung von brechenden Wellen zu betrachten.

#### 4.4 Versuchsprogramm und -durchführung

Eine Übersicht über die durchgeführten Experimente ist in Abb. 4.10 aufgetragen. Für jede der 5 Versuchsreihen mit den unterschiedlichen Neigungen des Testzylinders wurde eine Folge von Versuchen durchgeführt, die ein vergleichbares Aufschlagen der brechenden Welle auf den Zylinder aufweisen. Dazu mußte der Abstand zwischen Brechpunkt und Zylinder angepaßt werden. Dieser Abstand wurde durch die Vorgabe des Konzentrationspunktes der Wellenpakete variiert. Für die in Wellenrichtung geneigten Zylinder wurden Wellenpakete verwendet, deren Konzentrationspunkte weiter von der Wellenmaschine entfernt lagen als für die gegen die Wellenrichtung geneigten Zylinder. Die Übersicht in Abb. 4.10 offenbart, daß für größere Wellenhöhe größere Werte für den Konzentrationspunkt vorgegeben wurden. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Wellenpakete mit den größeren Wellenhöhen bereits vor ihrem Konzentrationspunkt steile, brechende Wellen bilden, oder durch den in dem vorangegangenen Abschnitt diskutierten Einfluß des Bodens ein verfrühtes Brechen auftritt.

Eine Unterteilung der durchgeführten Versuche wurde anhand des Abstandes zwischen Brechpunkt und Zylinder vorgenommen. Meßtechnisch konnte dieser nicht erfaßt werden. Mit den örtlich fest angeordneten Sonden, wie etwa den Wellendrähnen, konnte der Brechpunkt des Wellenpakets nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden. Statt dessen wurde der Abstand aus der im Video konservierten visuellen Beobachtung der Experimente ermittelt. Auf diese Weise konnten zwar keine quantitativen Abstände bestimmt werden, aber die Versuche konnten nach der in Tab. 4.4 aufgetragenen Charakteristik in 5 verschiedene Lastfälle eingeteilt werden.

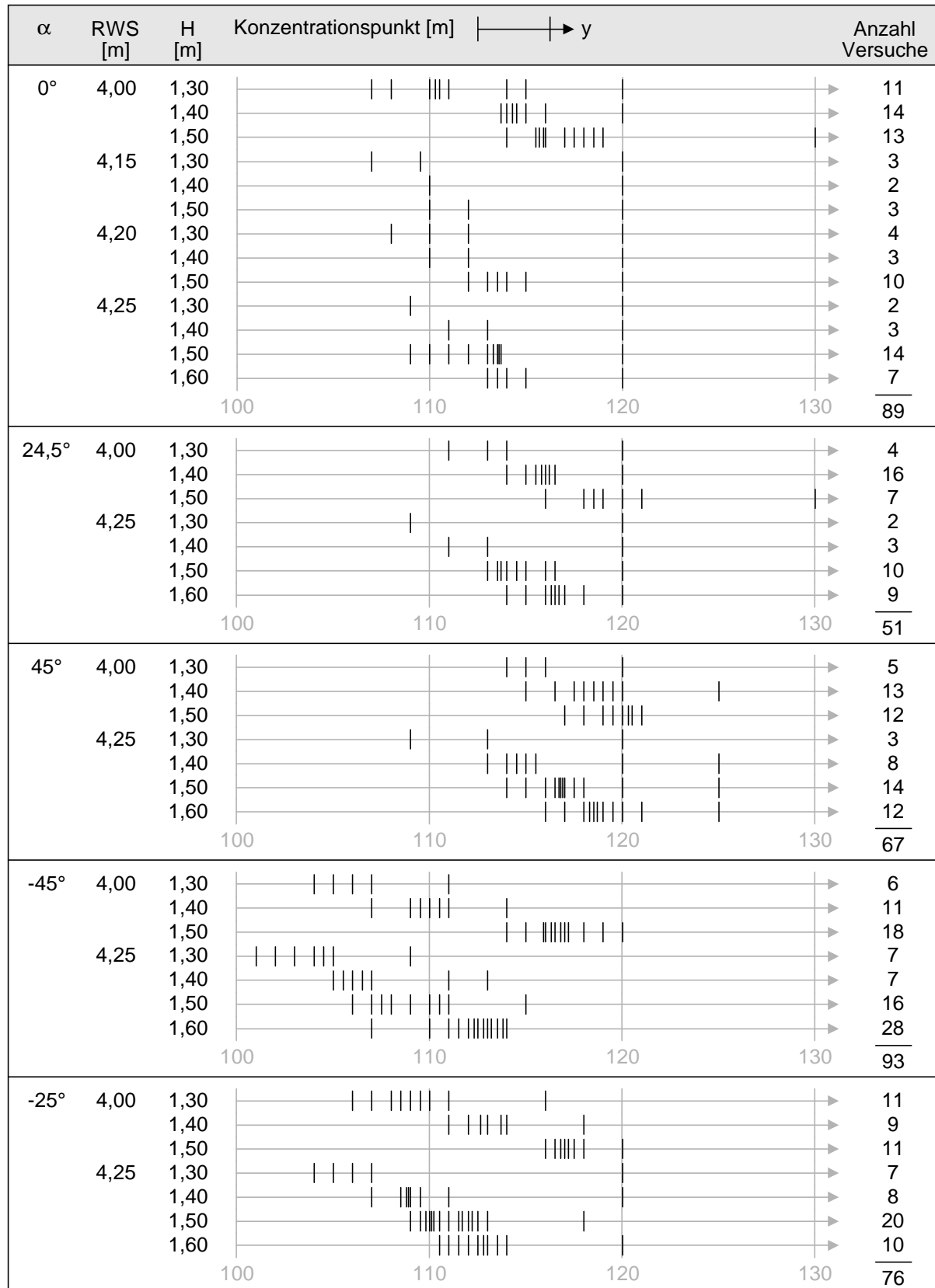


Abb. 4.10: Übersicht über die durchgeführten Experimente

(H ist eine bei der Generierung der Wellen vorgegebene Wellenhöhe, die nicht mit der tatsächlichen Wellenhöhe am Konzentrationspunkt übereinstimmt.)

Lastfall	Beschreibung
1	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Welle weit vor Zylinder gebrochen</li> <li>• herabstürzende Brecherzunge trifft auf den Zylinder deutlich unterhalb des Wellenkamms</li> <li>• Brecherzunge bei Aufschlag um etwa 45° bzgl. der Horizontalen geneigt</li> <li>• gebrochene Welle</li> </ul>
2	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Welle bricht vor dem Zylinder</li> <li>• Brecherzunge schlägt wenig unterhalb des Wellenkamms auf</li> <li>• Brecherzunge bei Aufschlag um etwa 25° bzgl. der Horizontalen geneigt</li> <li>• brechende Welle</li> </ul>
3	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Welle bricht unmittelbar vor dem Zylinder</li> <li>• Brecherzunge schlägt auf Höhe des Wellenkamms auf</li> <li>• Brecherzunge bewegt sich beim Aufschlag in horizontaler Richtung</li> <li>• brechende Welle</li> </ul>
4	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Welle bricht direkt am Zylinder</li> <li>• teilbrechende Welle</li> </ul>
5	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Welle bricht nicht vor dem Zylinder</li> </ul>

Tab. 4.4: Charakteristik für die unterschiedenen Lastfälle (s. Abb. 4.11 und 4.12)

In Abb. 4.11 werden die fünf Lastfälle durch Fotos veranschaulicht. Dabei wurde eine Unterscheidung für die fünf Neigungen des Zylinders vorgenommen. In Abb. 4.12 findet sich die gleiche Unterteilung, aber statt mit Fotos werden die Lastfälle in Skizzen dargestellt. In Tab. 4.5 ist die Anzahl der durchgeführten Versuche für die verschiedenen Neigungen des Zylinders nach den Lastfällen unterschieden.

Tendenziell stimmt der abnehmende Abstand zwischen Brechpunkt und Zylinder mit dem zunehmenden Abstand zwischen Wellenmaschine und Konzentrationspunkt überein. Aber es besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen beiden Abständen. Auch unter gleichen Vorgaben generierte Wellenpakete können zu unterschiedlichen Lastfällen führen. Die Versuche erwiesen sich als nicht exakt reproduzierbar. Grund dafür sind die sich gering verändernden Randbedingungen durch kleine Änderungen des Ruhewasserspiegels (im Zentimeterbereich) und unterschiedliche Störungen der ruhigen Wasseroberfläche zu Beginn eines Versuchs.

Lastfall Neigung	1	2	3	4	5	ohne Zuordnung	Summe
- 45°	8	15	37	23	4	6	93
- 25°	6	29	24	12	4	1	76
0°	20	11	16	22	17	3	89
+ 24,5°	6	11	17	10	5	2	51
+ 45°	19	13	16	7	8	4	67

Tab. 4.5: Anzahl der Versuche pro Lastfall und Neigung

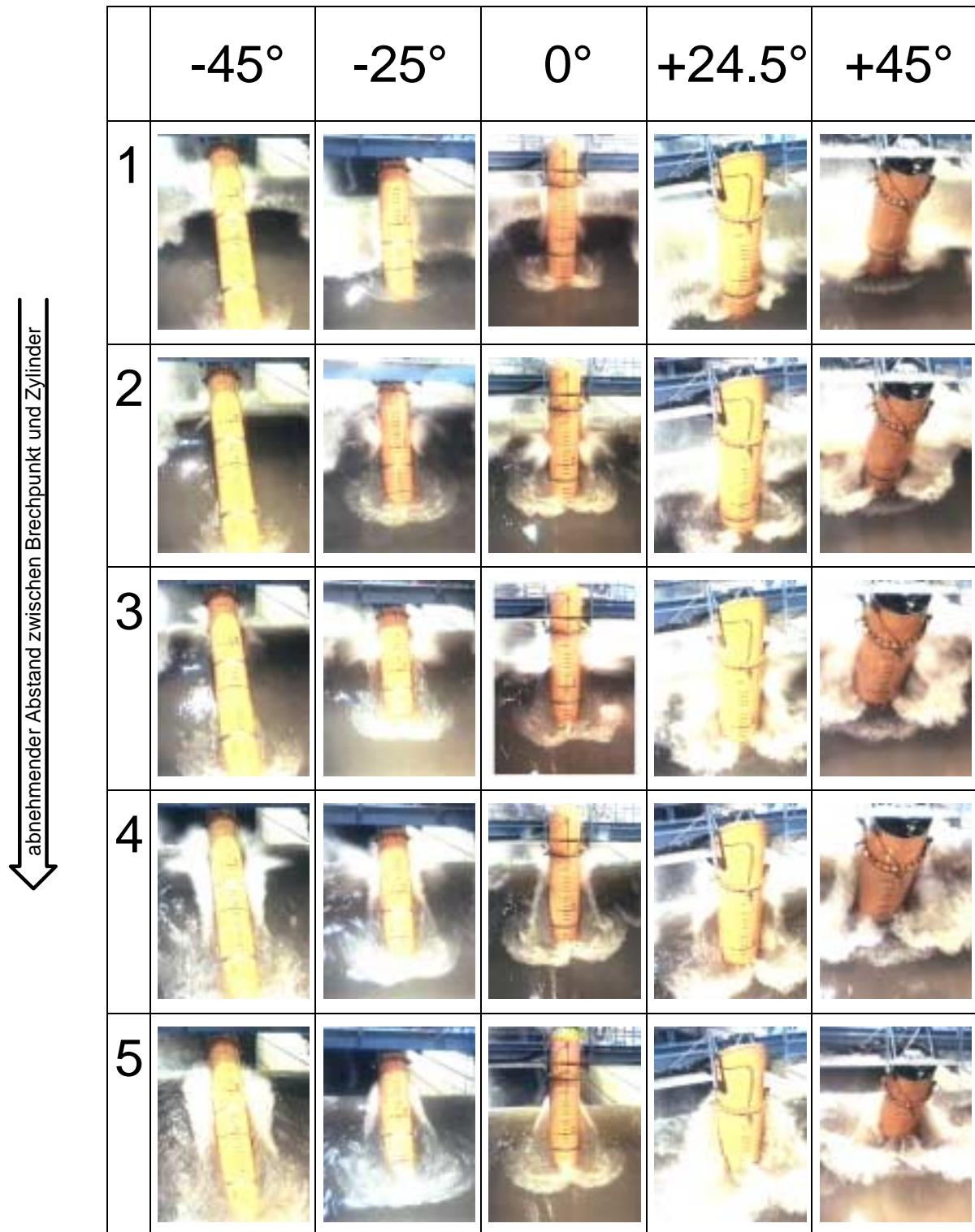


Abb. 4.11: Einteilung der Lastfälle für jeden der Neigungswinkel des Zylinders (s. Abb. 4.12)

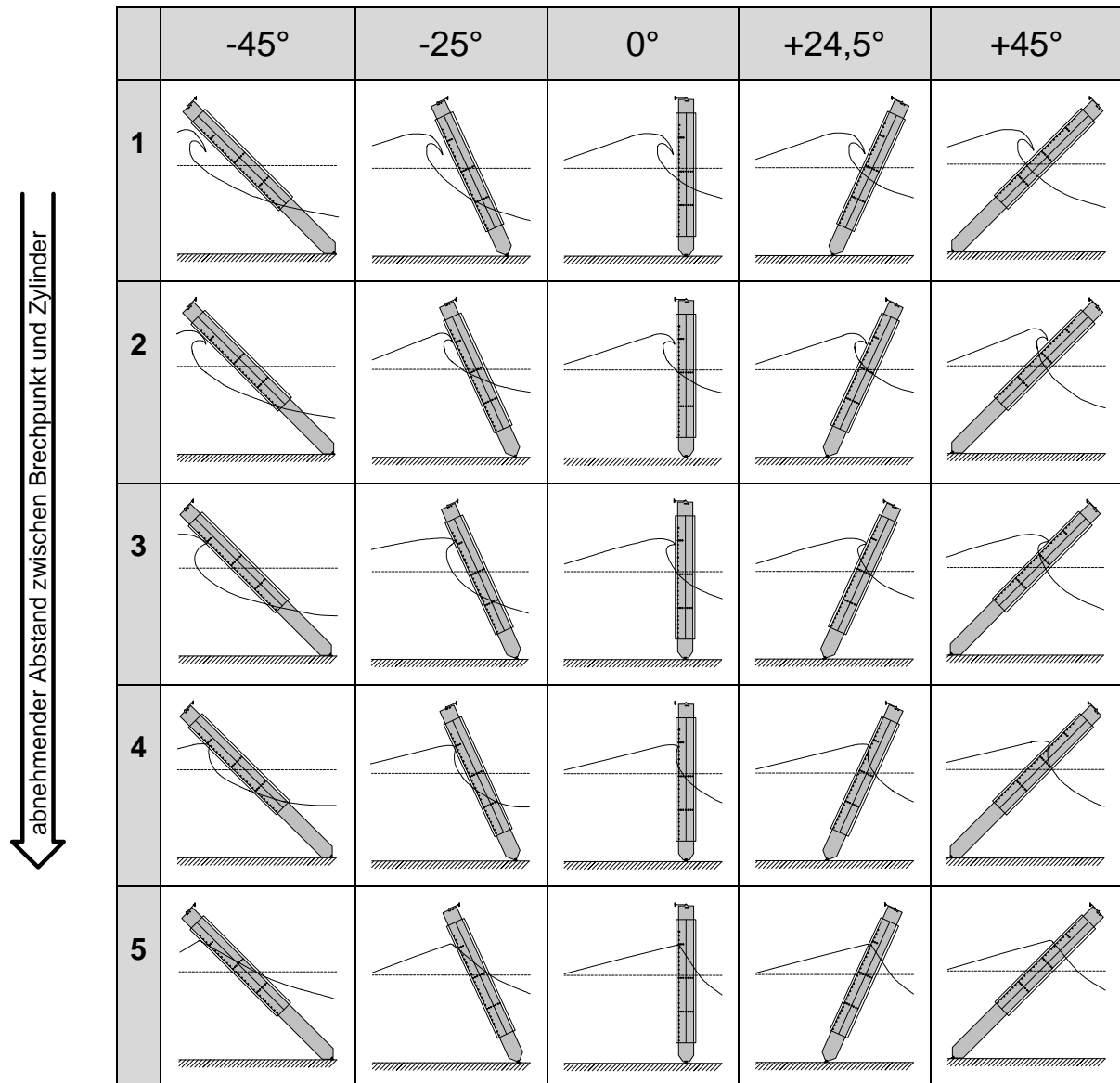


Abb. 4.12: Einteilung der Lastfälle für jeden der Neigungswinkel des Zylinders (s. Tab. 4.4)

#### 4.5 Datenaufbereitung und -analyse

Die Auswertung der kurzzeitig auftretenden Prozesse erforderte neue Analysemethoden. Die Druckschläge sind von einer derart kurzen Dauer, daß die Apparatfunktionen der Sensoren berücksichtigt werden müssen. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit Entfaltungsmethoden implementiert. Eine ausführliche Beschreibung der Methoden folgt in den Abschnitten 5.1.2 und 5.3.4. Die gesamte Auswertung der Meßdaten wurde neu entwickelt und unter der grafischen Programmiersprache HPVEE umgesetzt. Die Kurzzeitigkeit der Prozesse erforderte hohe Genauigkeit bezüglich der Zeitpunkte der Meßpunkte. Die Meßwerterfassungen erfüllten mit ihrer "sample and hold Technik" die hohen Anforderungen. Die Zeitsynchronisation zwischen den beiden Erfassungssystemen wurde nicht nur anhand eines Startzeitpunkts bestimmt, sondern für jeden Nulldurchgang des Rechtecksignals wurde ein Vergleich zwischen beiden Systemen vorgenommen. Die mit der hohen Meßfrequenz verbundenen großen Datenmengen machten die Definition von relevanten Zeitfenstern erforderlich. Diese Zeitfenster wurden aus der Kraftmessung am Zylinder bestimmt, so daß der quasistatische Lastanteil zum Start- und Endzeitpunkt gleich 0 ist.

## 5. Auswertung der experimentellen Ergebnisse

Gemäß den theoretischen Überlegungen wird eine Abhängigkeit des Druckschlags von dem Quadrat der Aufschlaggeschwindigkeit der Wassermasse vorausgesetzt. Deshalb bildet die genaue Bestimmung der für den Druckschlag relevanten Geschwindigkeit der Wassermasse eine wichtige Grundlage für die Analyse des Druckschlags. Der theoretisch bestimmte Zeitverlauf der Linienkraft des Druckschlags wird durch den Vergleich mit den gemessenen Druckverläufen auf der Zylinderoberfläche bestätigt. Anschließend wird die theoretische Beschreibung des Druckschlags zur Analyse der Gesamtkraftmessung herangezogen. Auf diese Weise wird die Höhe der Druckschlagfläche bestimmt. Die Plausibilität des Ergebnisses wird mit geometrischen Überlegungen geprüft.

Die einzelnen Schritte der Auswertung sind in Abb. 5.1 aufgetragen, so daß die Abhängigkeit von den Ergebnissen der vorangegangenen Analyseschritte deutlich wird.

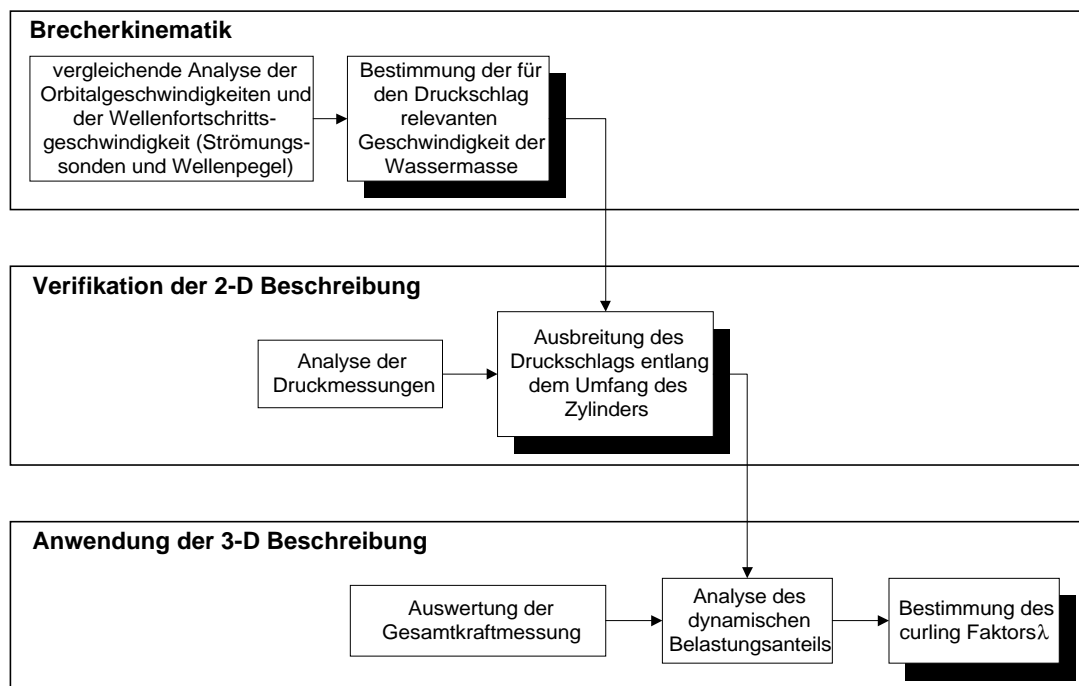


Abb. 5.1: Vorgehen zur Auswertung der experimentellen Untersuchungen

### 5.1 Wellen- und Brecherkinematik

Die Verformung der freien Oberfläche der aufschlagenden Wassermasse bedingt, daß der Druckschlag nicht von der Geschwindigkeitsverteilung in der Wassermasse, sondern von der maximalen Partikelgeschwindigkeit abhängig ist. Für brechende Wellen wird gemäß dem Wissensstand eine maximale horizontale Wasserpartikelgeschwindigkeit erwartet, die gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ist. Diese Annahme wird anhand der Versuchsdaten aus dem GWK überprüft.

Die Gravitationsbeschleunigung der Brecherzunge führt zu einer Zunahme der Wasserpartikelgeschwindigkeiten während des Brechprozesses. Da diese Beschleunigung rein vertikal wirkt, gilt die Aussage über die horizontale Partikelgeschwindigkeit unabhängig vom Fortschritt des Brechprozesses. Die vertikale Partikelgeschwindigkeitskomponente kann aus der Fallparabel der Brecherzunge bestimmt werden. Die vertikale Komponente wird durch den Winkel zwischen der Horizontalen und der momentanen Ausbreitungsrichtung der Brecherzunge, sowie durch die horizontale Geschwindigkeitskomponente festgelegt. Die Kenntnis über die maximale, horizontale Geschwindigkeitskomponente kann somit durch

geometrische Betrachtungen auf die zur Zylinderachse normale, maximale Partikelgeschwindigkeitskomponente übertragen werden.

### 5.1.1 Bestimmung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit

Eine Wellenfortschrittsgeschwindigkeit kann den Wellenpaketen nur näherungsweise zugeordnet werden. Die einzelnen Komponenten des Paketes breiten sich mit verschiedenen, ihrer Frequenz entsprechenden Phasengeschwindigkeiten aus, so daß die Wellenpakete konvergieren oder divergieren (s. Abb. 4.8). Nahe dem Konzentrationspunkt kann dem gesamten Wellenpaket über eine kurze Distanz eine gemeinsame Ausbreitungsgeschwindigkeit zugeordnet werden. In Abb. 5.2 ist die Wasserspiegelauslenkung eines Wellenpaketes nahe dem Konzentrationspunkt aufgetragen. Nur die Auslenkung oberhalb des Ruhewasserspiegels wird dargestellt, und zwar für 8 verschiedene Positionen im Bereich von 5 m vor dem Zylinder bis zur Vorderfront des Zylinders.

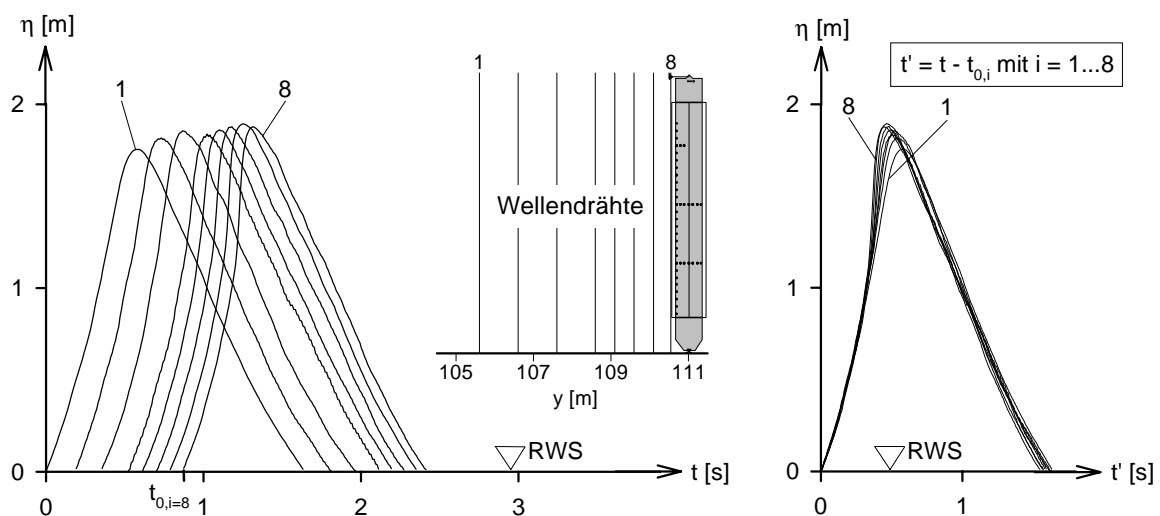


Abb. 5.2: Zeitlicher Verlauf der Wasserspiegelauslenkung oberhalb des Ruhewasserspiegels (Wellenberge)

Auf dieser kurzen Distanz von 5 m verändert sich die Form des Wellenpakets. Die Veränderung wird im rechten Teil von Abb. 5.2 hervorgehoben. Die Wellenberge wurden auf der Zeitskala so zueinander verschoben, daß der Durchgang durch den Ruhewasserspiegel zu Beginn der Wellenerhebung auf einen gemeinsamen Zeitpunkt fällt. Während an den Flanken des Wellenberges eine geringe Formveränderung stattfindet, ändert sich die Form im oberen Drittel des Wellenbergs deutlich. Diese Änderung wird bedingt durch die wachsende Steilheit und das einsetzende Brechen des Wellenpakets.

Zur Bestimmung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit wird ein charakteristischer Punkt des Wellenbergs ausgewählt und die Geschwindigkeit bestimmt, mit der sich dieser Punkt ausbreitet. Typischerweise bietet sich die maximale Auslenkung als charakteristischer Punkt an. Um der Formänderung des Wellenpakets gerecht zu werden, wurde die Geschwindigkeit verschiedener Punkte des Wellenbergs bestimmt. Neben der maximalen Auslenkung wurden Auslenkungen von 40% und 80% des Maximalwerts betrachtet, darüber hinaus auch Auslenkungen von 0 m und 1 m. Alle Auslenkungen wurden sowohl für die ansteigende als auch für die abfallende Flanke des Wellenbergs betrachtet. In Abb. 5.3 sind die Geschwindigkeiten aufgetragen, die sich für die unterschiedlichen Punkte ergeben. Die Geschwindigkeit des Wellenpakets wird jeweils zwischen zwei benachbarten Wellendrähten ermittelt. Dies wird für mehrere Wellendrähte in der Nähe des Konzentrationspunkts

durchgeführt, und anschließend werden die berechneten Geschwindigkeiten gemittelt. Für die Geschwindigkeiten zwischen jeweils zwei Wellendrähten ergibt sich ein weiterer Streubereich von etwa 5 m/s bis über 7,5 m/s.

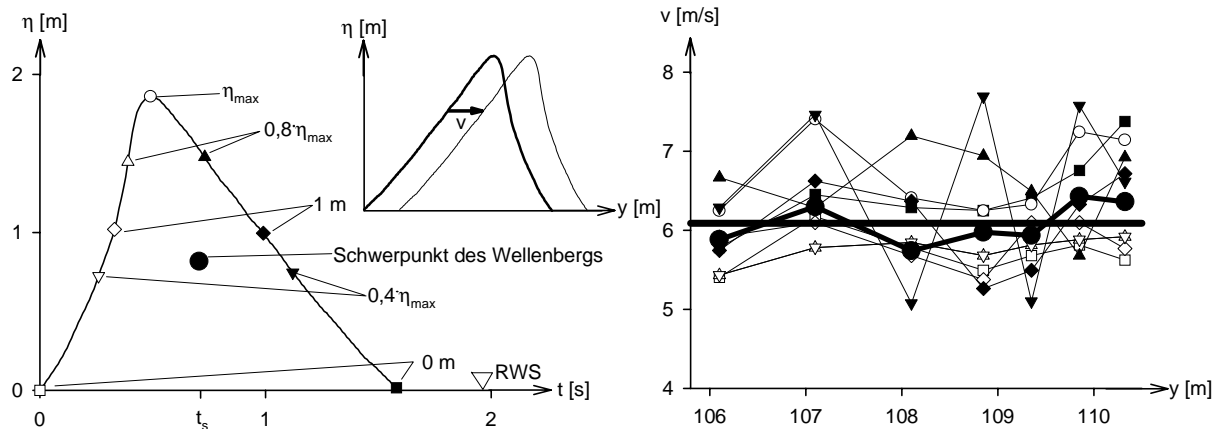


Abb. 5.3: Fortschrittsgeschwindigkeit für charakteristische Punkte des Wellenpakets

Zur Bestimmung eines reproduzierbaren Wertes, der trotz dieser Schwankungen einen Vergleich zwischen Geschwindigkeiten in verschiedenen Versuchen zuläßt, muß eine Mittelung durchgeführt werden. Es wird der zeitliche Schwerpunkt  $t_s$  des Wellenbergs für die jeweilige Position im Wellenkanal bestimmt, und die Geschwindigkeit dieses Schwerpunktes wird als die Phasengeschwindigkeit des Wellenbergs definiert. Der zeitliche Schwerpunkt berechnet sich wie folgt:

$$\sum_i \eta_i \cdot (t_i - t_s) = 0 \Leftrightarrow t_s = \frac{\sum_i \eta_i \cdot t_i}{\sum_i \eta_i} \quad (5.1)$$

Mit dem Zählparameter  $i$  wird jeder Zeitpunkt zwischen den beiden Nulldurchgängen der Wasserspiegelauslenkung bezeichnet. Die Schrittweite zwischen den Zeitpunkten beträgt  $\Delta t = 0,001$  s (Meßfrequenz  $f = 1$  kHz). Der zeitliche Schwerpunkt der Wasserspiegelauslenkung und seine Ausbreitungsgeschwindigkeit sind gleichfalls in Abb. 5.3 aufgetragen. Die mittlere Geschwindigkeit, die sich aus den Werten von 8 Wellendrähten für den zeitlichen Schwerpunkt ergibt, beträgt 6,09 m/s und ist in dem Graphen als durchgezogene Linie aufgenommen.

Aufgrund der unterschiedlichen Anordnung der Wellendrähte für die Versuchsreihen mit den verschiedenen Neigungen des Testzylinders variiert die Anzahl und der Abstand der Wellendrähte, die zur Berechnung der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit herangezogen wurden. In Tab. 5.1 ist die Anzahl der Wellendrähte und der Bereich, den sie überdecken, für die verschiedenen Testserien aufgetragen. In Abb. 4.4 sind die betreffenden Bereiche grau hinterlegt.

Neigung des Zylinders	Anzahl der Wellendrähte	Überdeckter Bereich
-45°	6	5 m
-25°	8	7 m
0°	8	5 m
+24,5°	8	6,7 m
+45°	7	5,7 m

Tab. 5.1: Anzahl der Wellendrähte und überdeckter Bereich



Die Fortschrittsgeschwindigkeit der Wellenpakete am Konzentrationspunkt ist nicht von der maximalen Wasserspiegelauslenkung abhängig, sondern von der spektralen Verteilung der Komponenten in den Wellenpaketen. Diese Verteilung wurde während der Versuche im GWK nicht variiert. Aus insgesamt 369 Versuchen wurde eine mittlere Wellenfortschrittsgeschwindigkeit von 5,98 m/s bei einer Standardabweichung von 0,11 m/s ermittelt. Die minimale, ermittelte Wellenfortschrittsgeschwindigkeit beträgt 5,74 m/s, die maximale 6,22 m/s. Trotz der unterschiedlichen Wellenhöhen und Wassertiefen variierte die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenpakete am Brechpunkt bei den verschiedenen Experimenten nur geringfügig. Im Gegensatz zu den an der Böschung brechenden Wellen (s. Gl. (2.22)) läßt sich für die brechenden Wellenpakete im GWK keine Abhängigkeit der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit von der Brecherhöhe formulieren.

### 5.1.2 Ermittlung der maximalen Partikelgeschwindigkeit

Die maximale horizontale Partikelgeschwindigkeit wird aus der mit 10 Strömungssonden gemessenen Höhenverteilung der Partikelgeschwindigkeiten ermittelt. Die größten Geschwindigkeiten der Wasserpartikel treten oberhalb des Ruhewasserspiegels im Wellenberg auf, wo die Messung mit den Flügelradsonden erfolgte. Bei brechenden Wellen kann die maximale horizontale Partikelgeschwindigkeit den Wasserteilchen in der Brecherzunge zugeordnet werden.

Die Propeller der Flügelradsonden werden zum Teil nur für sehr kurze Zeiten vom Wasser durchströmt. Dadurch sind die gemessenen Signale niedriger als erwartet. Die Signale der Flügelradsonden werden durch die Apparatfunktion der Sonden beeinflusst, d.h. durch die Trägheit der Flügelräder gedämpft. Um die tatsächliche Wasserpartikelgeschwindigkeit zu ermitteln, wurde ein Verfahren zur Entfaltung der gemessenen Signale entworfen und implementiert.

Das mit den Flügelradsonden gemessene Signal  $D(t)$  ergibt sich aus der Faltung des tatsächlichen Geschwindigkeitsverlaufs  $E(t)$  mit der Apparatfunktion  $R(t)$  der Sonden. Für das Faltungsintegral gilt:

$$D(t) = E(t) * R(t) = \int_0^t dt' E(t') \cdot R(t - t') \quad (5.2)$$

Die Aufnahme der Signale der Sonden erfolgt nicht kontinuierlich, sondern bei einer verwendeten Meßfrequenz von  $f = 1 \text{ kHz}$  in Zeitschritten von  $\Delta t = 1 \text{ ms}$ . Daher kann das Integral über die Zeit in eine Summation über die Meßpunkte  $j = 0 \dots n$  umgewandelt werden.

$$D(t_n) = \sum_{j=0}^n E(t_j) \cdot R(t_n - t_j) \quad (5.3)$$

Diese Summation läßt sich mit der folgenden Schreibweise für die Indizes  $n$  und  $j$  der Zeit übersichtlicher darstellen:

$$D[n] = \sum_{j=0}^n E[j] \cdot R[n - j] \quad (5.4)$$

Es gilt also:

$$D[0] = E[0] \cdot R[0]$$

$$D[1] = E[0] \cdot R[1] + E[1] \cdot R[0]$$

$$D[2] = E[0] \cdot R[2] + E[1] \cdot R[1] + E[2] \cdot R[0]$$

$$D[n] = \sum_{j=0}^n E[j] \cdot R[n - j] = \sum_{j=0}^{n-1} E[j] \cdot R[n - j] + E[n] \cdot R[0] \quad (5.5)$$

Zu Beginn des Zeitfensters muß das gemessene Signal gleich Null sein, d.h. es muß gelten:

$$D[0] = E[0] \cdot R[0] = 0 \quad (5.6)$$

Die Responsefunktion der Flügelradsonden ist bekannt, das Signal der Flügelradsonden wird gemessen und der Geschwindigkeitsverlauf soll rechnerisch ermittelt werden. Gl. (5.5) läßt sich wie folgt umformen:

$$E[n] = \frac{1}{R[0]} \cdot \left( D[n] - \sum_{j=0}^{n-1} E[j] \cdot R[n-j] \right) \quad (5.7)$$

Aus Gl. (5.7) kann die Wasserpartikelgeschwindigkeit zum Zeitpunkt  $t_n$  aus den Geschwindigkeiten der vorausgegangen Zeitpunkte, dem gemessenen Signal zum Zeitpunkt  $t_n$  und der Responsefunktion der Sonden bestimmt werden. Auf diese Weise kann der Geschwindigkeitsverlauf sukzessiv berechnet werden.

Die Apparatefunktionen der verwendeten Flügelradsonden (Abb. 5.4) wurden experimentell ermittelt. Dazu wurden die Sonden von einem Wasserstrahl durchströmt. Das Durchströmen setzte schlagartig ein und endete auf die gleiche Weise. Wasser aus einem Schlauch wurde wechselweise auf die Sonden gerichtet oder an ihnen vorbeigelenkt. Die Wassergeschwindigkeit in dem Strahl ist näherungsweise konstant über die Zeit. Der Schlauch wurde manuell geführt.

Mehrfache Wiederholung dieser Tests zur Bestimmung der Apparatefunktion haben die Eignung dieser einfachen Methode bestätigt. Die Apparatefunktion der Sonden kann aus dem Zeitverlauf des Meßsignals nach dem Aussetzen des Strahls ermittelt werden. Der Zeitverlauf der Abklingkurve wird dem Zeitverlauf der Apparatefunktion gleichgesetzt. Dabei wird vernachlässigt, daß dieser Zeitverlauf in Luft und nicht in Wasser bestimmt wird. Der Einfluß der veränderten Reibung in dem Medium Wasser bleibt im Rahmen der Genauigkeit der Methode unberücksichtigt.

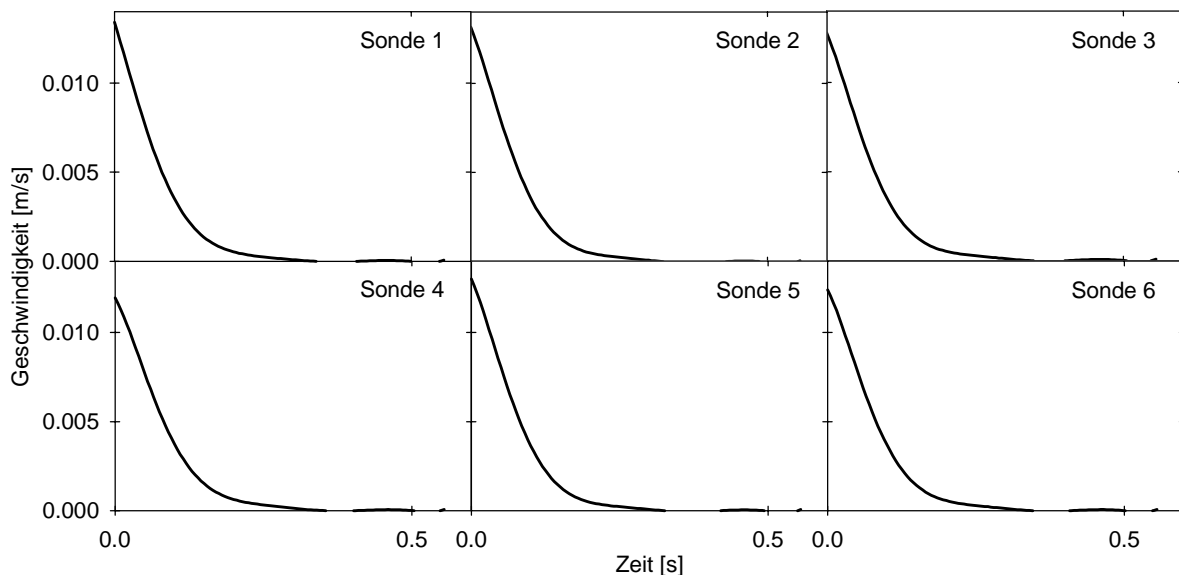


Abb. 5.4: Experimentell ermittelte, normierte Apparatefunktionen der Flügelradsonden (Sonde 1 am tiefsten angeordnete Flügelradsonde, Sonde 6 am höchsten eingebaut, s. Abb. 4.6)

Aus dem experimentell gewonnenen Zeitverlauf wird die Apparatefunktion ermittelt, indem die Zeitfunktion normiert wird. Dazu wird der Zeitverlauf der Apparatefunktion mit einer Funktion gefaltet die konstant gleich 1 ist. Das Faltungsintegral konvergiert gegen einen Wert, dessen Kehrwert gleich dem Normierungsfaktor ist. Mit diesem Normierungsfaktor wird der Zeitverlauf multipliziert. An den normierten Zeitverlauf wird ein Polynom 7. Grades angepaßt. Durch die Regression werden Schwankungen in der Meßkurve ausgeglichen.

Für jede Apparatefunktion wurden etwa 15 Abklingkurven analysiert. Die Kurven besitzen jeweils eine gute Übereinstimmung. Visuell wurde eine Mittelung durch die Auswahl einer Kurve ausgeführt. Auffällig ist die gute Übereinstimmung der Apparatefunktionen für die 6 unterschiedlichen Sonden.

Die Entfaltung der mit den Flügelradsonden gemessenen Zeitverläufe ist in Abb. 5.5 beispielhaft dargestellt. Die Signale beim Ein- und Austausch der Sonden werden durch die Entfaltung verändert. Die Trägheit der Flügelräder wird aus dem Meßsignal eliminiert, so daß die Flanken des Zeitverlaufs steiler werden. Die maximale Geschwindigkeit wird durch die Entfaltung teilweise verändert. Es ergeben sich Werte, die um bis zu 12% größer sind als der maximale Meßwert. Die maximalen Geschwindigkeiten werden dadurch um absolute Werte von bis zu 0,7 m/s verändert.

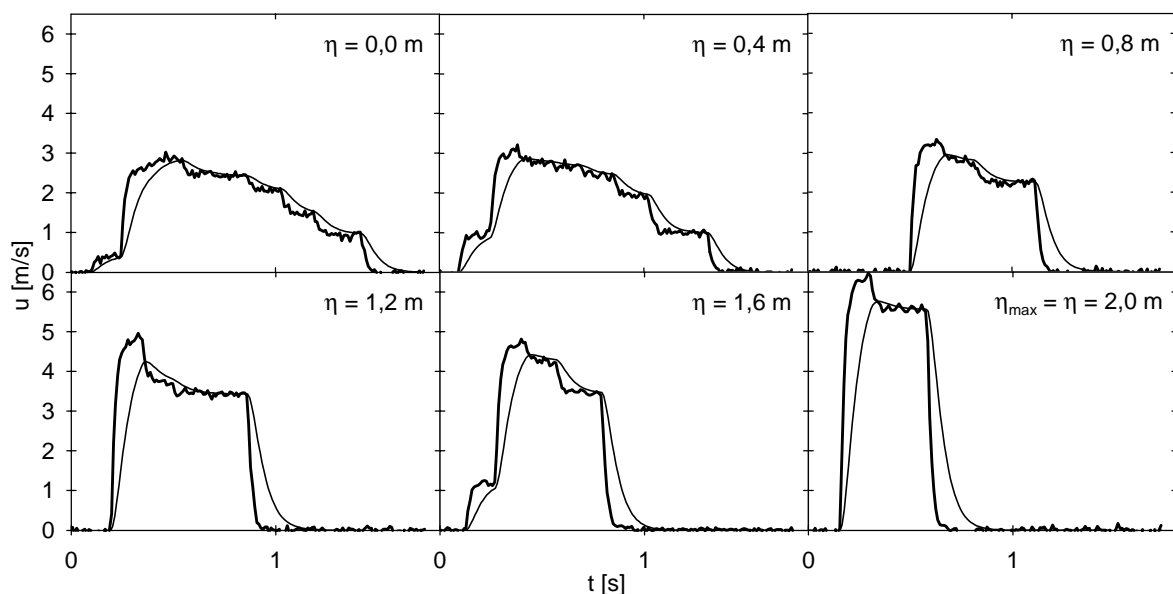


Abb. 5.5: Gemessene (dünne Linie) und entfaltete (dicke Linie) horizontale Partikelgeschwindigkeiten in einem Gaußschen Wellenpaket

Der Hersteller gibt für die Flügelradsonden eine Genauigkeit von  $\pm 1,5\%$  des Meßbereichendwerts an. Das entspricht bei den verwendeten Sonden einem absoluten Fehler von  $\pm 0,15$  m/s. Die Veränderung der Meßwerte durch die Entfaltung übersteigt den Fehlerbereich um etwa das Fünffache.

Die Entfaltung der Meßdaten stellt somit eine signifikante Beeinflussung der Meßergebnisse dar. Die einfache Meßmethode verbunden mit der aufwendigen Auswerteroutine liefert Meßdaten von hoher Genauigkeit.

Die Genauigkeit der maximalen Partikelgeschwindigkeit erfährt daher weniger durch die Meßmethode eine Einschränkung als durch die Ortsauflösung der vermessenen vertikalen Geschwindigkeitsverteilung. Bei einem vertikalen Abstand bis zu  $z = 40$  cm ( $\hat{=} 0,2 \cdot \max$ ) (s. Abb. 4.6) zwischen den einzelnen Flügelradsonden ist eine Unterbewertung der maximalen Partikelgeschwindigkeit nicht auszuschliessen.

### 5.1.3 Gegenüberstellung der Wellenfortschritts- und der Partikelgeschwindigkeit

Die aus den Wellendrähnen ermittelte Wellenfortschrittsgeschwindigkeit der Wellenpakete wurde mit der gemessenen, maximalen horizontalen Wasserpartikelgeschwindigkeit verglichen. Dazu wurde für jeden Versuch der Quotient aus den beiden Geschwindigkeiten gebildet. Die Werte des Quotienten sind in Abb. 5.6 getrennt für die 5 Lastfälle aufgetragen. Für jeden Lastfall wurde der Mittelwert berechnet und der Bereich zwischen dem minimalen und dem maximalen Wert angegeben. Es zeigt sich eine Abhängigkeit des Quotienten von dem jeweiligen Lastfall, die aber meßtechnisch begründet ist.

Für die deutlich vor dem Zylinder brechenden Wellen der Lastfälle 1 und 2 ergibt sich erwartungsgemäß der Wert 1 für den Quotienten  $u_{\max}/C$ . Mit dem näher an den Testzylinder heranrückenden Brechpunkt nimmt der Wert des Quotienten ab. Diese Abnahme liegt darin begründet, daß bei den Lastfällen 3 und 4 die Brecherzunge an der Vorderfront des Testzylinders gerade erst ausgebildet wird.

Dadurch nimmt die Wahrscheinlichkeit zu, daß diese sich entwickelnde Brecherzunge aufgrund der geringen räumlichen Ausbreitung nicht auf eine der Flügelradsonden trifft. Statt dessen bewegt sich die Brecherzunge zwischen zwei Propellern hindurch, und die maximale Partikelgeschwindigkeit wird von den Sonden nicht registriert. Bricht das Wellenpaket nicht vor dem Zylinder (Lastfall 5), so ergibt sich ein Wert von 0,6 für den Quotienten  $u_{\max}/C$ .

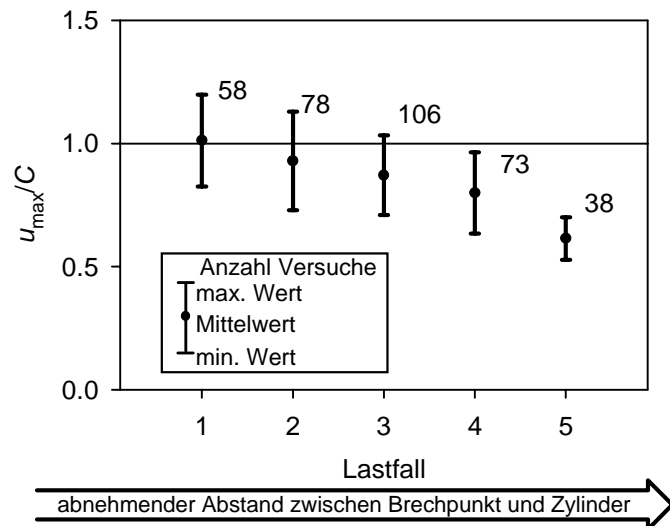


Abb. 5.6: Geschwindigkeitsverhältnis  $u_{\max}/C$  aus der angegebenen Anzahl von Versuchen

### 5.1.4 Zusammenfassung und Bewertung

Für die brechenden Gaußschen Wellenpakete wurde die Übereinstimmung von Wellenfortschrittsgeschwindigkeit und maximaler horizontaler Partikelgeschwindigkeit experimentell aufgezeigt. Dieses Ergebnis stimmt mit den aus der Literatur zu entnehmenden Werten überein (vgl. 2.3.3). Griffith et al. (1992) haben aus kleinmaßstäblichen Versuchen mit Wellen, die an einer Böschung brechen, ebenfalls auf die Gleichheit von Wellenfortschrittsgeschwindigkeit und horizontaler Partikelgeschwindigkeit geschlossen. Der Einsatz der PIV Technik gestattete in deren Versuchen die Messung der Partikelgeschwindigkeiten mit einer hohen Ortsauflösung. Grundsätzlich muß für den experimentellen Vergleich beider Geschwindigkeiten die Gültigkeit des Wertes der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit am Brechpunkt berücksichtigt werden. Bei brechenden Wellen an einer Böschung kann der Shoaling Einfluß Ungenauigkeiten verursachen, bei brechenden Wellen im Tiefwasser ist das transiente Verhalten von Wellenpaketen zu beachten.

Trotz der verhältnismäßig einfachen Meßtechnik (rotierende Propeller statt kurzer Laserpulse) konnten in den Versuchen im GWK die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit und die horizontalen Partikelgeschwindigkeiten in den brechenden Wellen mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Wichtige Voraussetzung war, daß die Generierung der Gaußschen Wellenpakete die Vorgabe des Brechpunktes der Pakete gestattete, so daß die

Geschwindigkeiten mit Sonden gemessen werden konnte, die ortsfest im Wellenkanal angeordnet waren.

Die für den Druckschlag relevante Geschwindigkeit kann somit gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit gesetzt werden. In den in Kapitel 3 entwickelten Gleichungen kann die Geschwindigkeit  $V$  durch die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$  ersetzt werden. Dadurch wird der direkte Bezug zwischen den Wellenparametern und der Druckschlagbelastung ermöglicht.

## 5.2 Zweidimensionale Beschreibung der Druckverläufe

Die Linienkraft auf den Zylinder wird in der theoretischen Beschreibung aus (i) der Annäherung der Druckschlagfläche als ebene Platte, (ii) der Beschreibung der Umströmung der Platte als Potentialströmung, (iii) der Ermittlung der Druckbelastung nach der Bernoulli-Gleichung und (iv) der Integration über die Drücke gewonnen. Eine experimentelle Überprüfung dieser Methode erfolgt durch die Druckmessung auf der Zylinderoberfläche. Lokal gemessene Drücke können mit den theoretisch aus der Bernoulli-Gleichung bestimmten Drücken verglichen werden. Bei Übereinstimmung der experimentellen und der theoretischen Werte ist zugleich die Approximation der Druckschlagfläche als ebene Platte und die Beschreibung ihrer Umströmung als Potentialströmung gerechtfertigt.

### 5.2.1 Theoretischer Druckverlauf um den Zylinder

In Abb. 3.3 ist die Druckverteilung auf der ebenen Platte zu verschiedenen Zeitpunkten des Druckschlags aufgetragen. Die Druckmessungen dagegen erfolgen an verschiedenen Positionen auf dem Umfang über die ganze Dauer des Druckschlags. Um theoretisch und experimentell bestimmte Drücke zu vergleichen, muß der Zeitverlauf des Drucks an den Positionen der Druckmeßdosen theoretisch bestimmt werden.

Gemessen wurde der Druck im Druckschlagbereich an 7 Positionen auf dem Umfang des Zylinders symmetrisch zur Staulinie (s. Abb. 4.3, Schnitt C). Die theoretische Ermittlung der Druckverläufe erfolgt nach Gl. (3.10), wobei die Eintauchbreite  $c(t)$  aus Gl. (3.33) und Gl. (3.35) bestimmt wird. In diesen Zeitverlauf der Eintauchbreite geht die abschnittsweise Approximation der Ellipse aus Gl. (3.31) ein. Der achsnormale Aufschlag mit dem Kreis als Querschnitt der Kontur ergibt sich für  $\gamma = 0^\circ$ .

Zum Vergleich werden die Druckverläufe für die Eintauchbreite  $c(t)$  aus Gl. (2.8) bestimmt. Diese Druckverläufe entsprechen der Theorie nach von Karman und ignorieren den pile-up Effekt. So ist aus dem Vergleich der beiden theoretisch ermittelten Druckverläufe der Einfluß des pile-up Effekts direkt abzulesen. In Abb. 5.7 sind die Druckverläufe nach beiden Theorien für die Positionen der Druckmeßdosen aufgetragen.

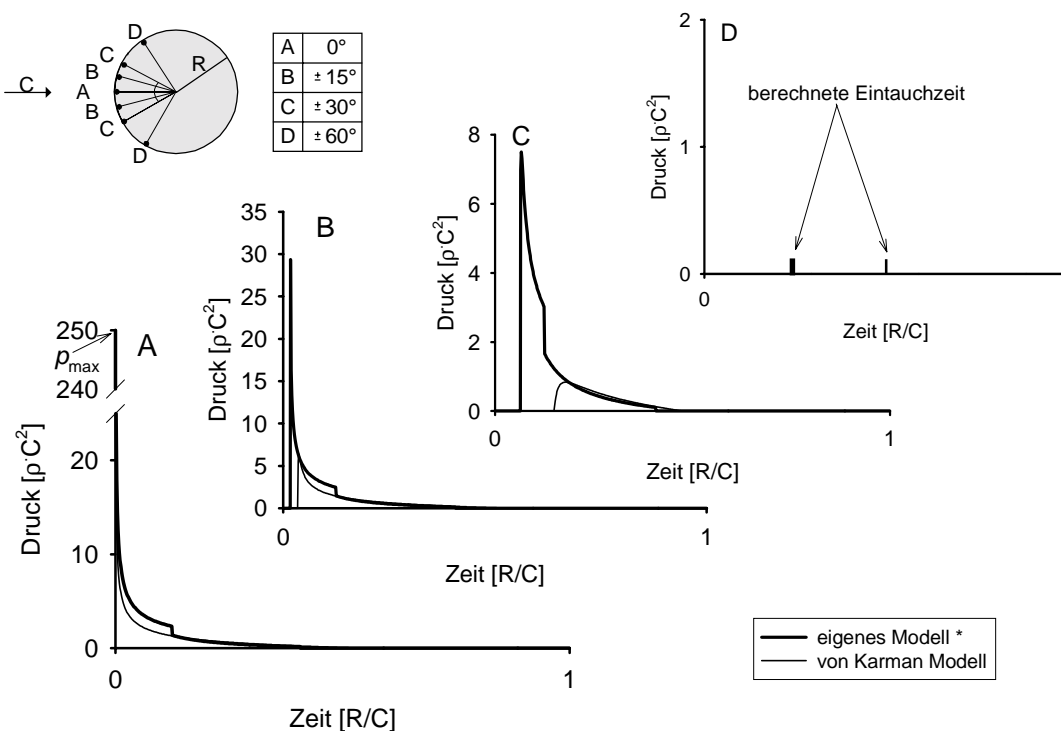
Durch das Ignorieren des pile-up Effekts in der Theorie nach von Karman wird das Eintauchen des Zylinders verzögert und die maximalen Drücke werden reduziert. Wird der pile-up Effekt berücksichtigt, wie in der Theorie von Wagner, so ergeben sich frühere Zeitpunkte für das Eintauchen der Druckmeßdosen an den unterschiedlichen Positionen, die Dauer des Druckschlags wird reduziert und die maximalen Drücke nehmen größere Werte an. Eine Ausnahme bildet die Staulinie, wo sich zu Beginn des Druckschlags der folgende, maximale Druck ergibt:

$$p_{\max} = \rho \cdot c_w \cdot C \quad (5.8)$$

Sowohl die Theorie von von Karman als auch von Wagner streben gegen Unendlich für den Druck in der Staulinie zu Beginn des Druckschlags. Der endliche Wert aus Gl. (5.8) ergibt sich aus der Berücksichtigung der Kompressibilität des Wassers. Qualitativ kann Gl. (5.8) wie folgt interpretiert werden. Die Wassermasse schlägt in der Staulinie auf die flache Kontur auf. Unter Vernachlässigung der Verformung der freien Oberfläche breitet sich in der

Wassermasse nach dem Aufschlag eine Störung aus. Diese Störung kann sich in dem Medium Wasser nicht schneller als mit der Schallgeschwindigkeit  $c_w$  ausbreiten. Durch die Ausbreitung der Störung wird ein Teil der Wassermasse beschleunigt. Die hydrodynamische Masse ist proportional zur Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_w$  und zur Breite der Kontaktfläche zwischen Wassermasse und Kontur. Daraus ergibt sich für die auf den Zylinder einwirkende Kraft die gleiche Proportionalität und für den Druck folgt die Abhängigkeit von der Schallgeschwindigkeit (Faltinsen, 1990).

Zu beachten ist, daß der maximale Druck in der Staulinie nach Gl. (5.8) proportional zur Geschwindigkeit der Wassermasse ist. Die dimensionslose Formulierung des Drucks in Abhängigkeit von  $\rho C^2$  (s. Abb. 5.7) ist daher bezüglich des Maximaldrucks in der Staulinie nicht unabhängig von der Geschwindigkeit der Wassermasse, sondern proportional zu dem Kehrwert der Geschwindigkeit. Die Maximaldrücke, die unabhängig von der Kompressibilität des Wassers aus der Potentialströmung um die ebene Platte gewonnen werden, sind in der dimensionslosen Beschreibung dagegen unabhängig von der Geschwindigkeit der Wassermasse.



(\*) Erweiterung des Wagner Modells durch Approximation nach Gl. (3.19)

Abb. 5.7: Berechnete Druckverläufe an den Positionen der Druckmeßdosen

### 5.2.2 Zeitlicher Druckverlauf in der Staulinie

Nur unter Berücksichtigung der Kompressibilität des Wassers ergeben sich endliche Druckwerte in der Staulinie zu Beginn des Druckschlags. Die theoretische Beschreibung der Druckverläufe liefert die maximalen Werte unmittelbar zum Zeitpunkt des ersten Kontakts von Wassermasse und Zylinder (Abb. 5.7, A). Dieses Ergebnis stimmt nicht mit den gemessenen Druckverläufen überein, die in der Staulinie eine endliche Anstiegszeit bis zum Druckmaximum zeigen.

In Abb. 5.8 ist exemplarisch ein gemessener Druckverlauf in der Staulinie beim Aufschlag einer brechenden Welle aufgetragen. Zur Analyse des Druckschlags auf den Zylinder muß der Beginn des Druckschlags aus dem Druckverlauf in der Staulinie bestimmt werden. In

Anbetracht der endlichen Anstiegszeit wurde der zeitliche Ursprung als der Zeitpunkt vor dem Zeitpunkt des maximalen Drucks definiert, zu dem der Druck ein Zehntel des maximalen Werts aufweist.

Der Unterschied zwischen gemessenem und theoretisch bestimmtem Druckverlauf beschränkt sich nicht allein auf die Anstiegszeit. Auch bezüglich des Werts des maximalen Drucks unterscheiden sich die Ergebnisse. Für den in Abb. 5.8 dargestellten Druckverlauf beträgt der theoretisch bestimmte Maximaldruck ( $250 \cdot p \cdot C^2$ ) etwa das 6-fache des gemessenen Maximalwerts ( $40 \cdot p \cdot C^2$ ).

Zu berücksichtigen ist die Kurzzeitigkeit des theoretischen Druckmaximums. Die Halbwertszeit des theoretischen Druckpeaks beträgt etwa  $4 \mu s$ . Mit der Meßfrequenz von  $f = 12 \text{ kHz}$  würde die theoretische Druckspitze zeitlich nicht aufgelöst werden. Die Flanken des gemessenen Druckpeaks in Abb. 5.8 werden dagegen bei der Meßfrequenz von  $f = 12 \text{ kHz}$  durch mehrere Meßpunkte dargestellt.

Der tatsächlich an der Staulinie angreifende Druck ist gedämpft im Vergleich zu dem theoretischen Druckverlauf. Mögliche Gründe für diese Dämpfung können Luftpolster zwischen dem Zylinder und der Wasseroberfläche, Verformungen der freien Oberfläche vor dem Stoß, Lufteinschlüsse im Wasser und Unregelmäßigkeiten der Oberfläche sein (Cointe, 1987). All diese Einflüsse werden in der theoretischen Ermittlung nicht berücksichtigt. In Bezug auf die Linienkraft sind diese Einflüsse unbedeutend, da das Ereignis in der Staulinie aufgrund seiner Kurzzeitigkeit nur im ersten kurzen Moment ( $< 1\%$  der Dauer des Druckschlags) die Linienkraft beeinflusst.

Die Kompressibilität des Wassers beschränkt zwar den theoretischen, maximalen Druck, die Dämpfung des gemessenen Durchschlags kann aber nicht auf diese Eigenschaft des Wassers zurückgeführt werden. Der Einfluß, der aus der Kompressibilität erwächst, ist so kurzzeitig, daß er nicht die Dämpfung der Druckspitze im Zeitbereich von Millisekunden verursachen kann.

Korobkin (1996) unterteilt den Zeitverlauf des Druckschlags in einen „supersonic stage“, der von der Kompressibilität geprägt wird, und den nachfolgenden „subsonic stage“. Abgegrenzt werden die zwei Zeitbereiche durch die Zeit  $T_s$ , die wie folgt bestimmt wird:

$$T_s = \frac{R \cdot C}{2 \cdot c_w} \approx 4,8 \cdot 10^{-7} \text{ s} \quad (5.9)$$

Für Zeiten größer  $6 \cdot T_s \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  ist der Druckverlauf unbeeinflusst von der Kompressibilität.

Die kleinste gemessene Zeiteinheit beträgt  $\Delta t \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ s} \approx 170 \cdot T_s$  (Meßfrequenz  $f = 12 \text{ kHz}$ ).

Die Einflüsse durch die Kompressibilität wurden somit meßtechnisch nicht erfaßt.

### 5.2.3 Vergleich der gemessenen und der theoretischen Druckverläufe

Zuerst wird der Aufschlag der brechenden Welle auf den **senkrechten Zylinder** ( $\alpha = 0^\circ$ ) betrachtet. Die Geschwindigkeit der aufschlagenden Wassermasse ist gleich der Wellenfortschrittgeschwindigkeit  $C$ , beträgt also etwa  $6 \text{ m/s}$ . In Abb. 5.9 sind die mit den sieben Druckmeßdosen gemessenen Druckverläufe exemplarisch für einen Versuch gemeinsam mit den für die jeweilige Position berechneten Druckverläufen aufgetragen.

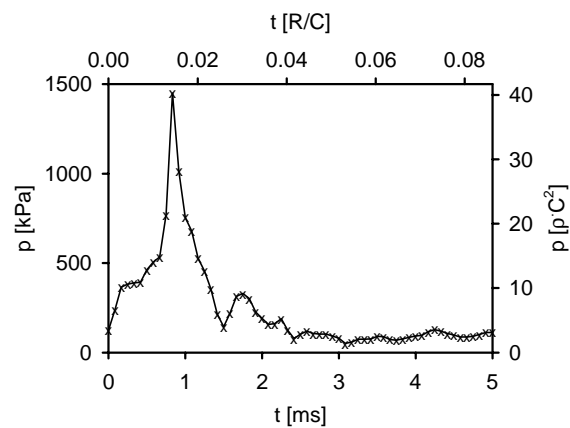


Abb. 5.8: Druckverlauf in der Staulinie bei Aufschlag einer brechenden Welle

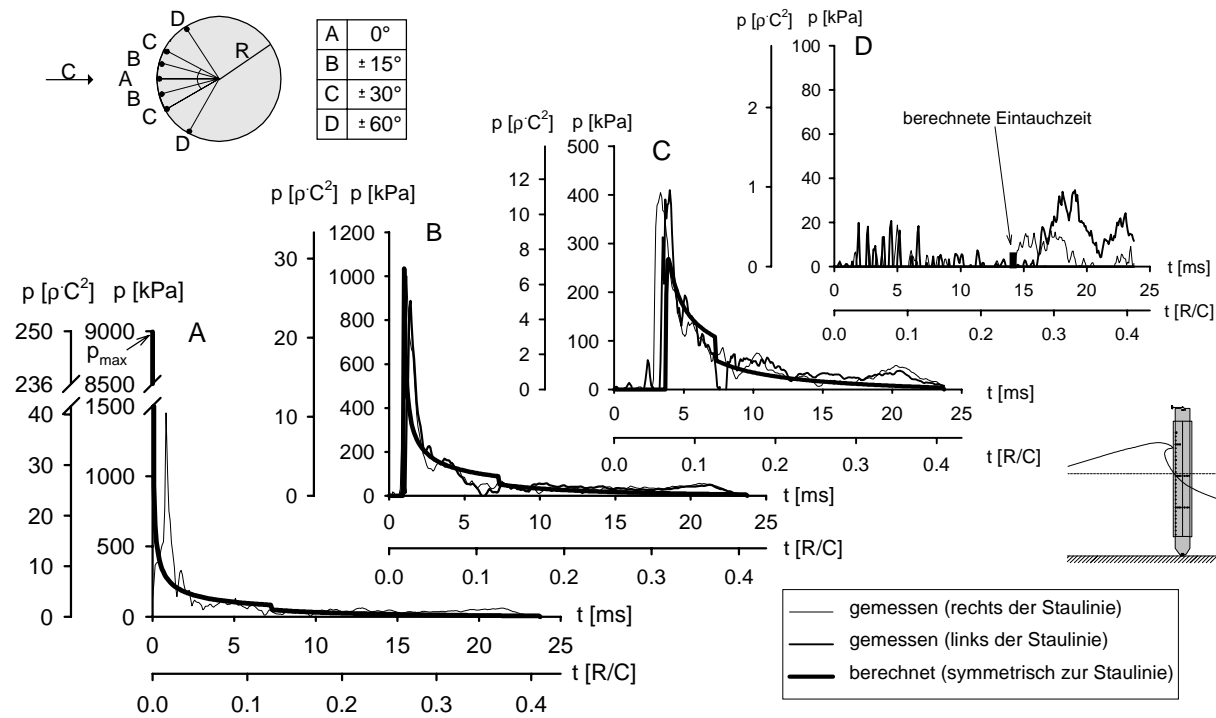


Abb. 5.9: Zeitverläufe des Druckschlags an der Vorderseite des senkrechten Zylinders

Der Vergleich der gemessenen und der berechneten Druckverläufe erfolgt anhand der Maximaldrücke und deren Zeitpunkten, bzw. der Eintauchzeitpunkte. Diese charakteristischen Werte sind in Tab. 5.2 für die in Abb. 5.9 dargestellten Zeitverläufe aufgetragen. Zum Vergleich sind die aus der theoretischen Berechnung nach von Karman bestimmten Werte hinzugefügt. Die Abweichung von den nach dem eigenen Modell ermittelten Werten ist als relativer Fehler, d.h. die Differenz geteilt durch den Wert des eigenen Modells, aufgeführt.

Position	eigenes Modell		von Karman Modell		gemessen (rechts)		gemessen (links)	
	$p_{\max} [\rho C^2]$	$t_{p\max} [R/C]$	$p_{\max} [\rho C^2]$	$t_{p\max} [R/C]$	$p_{\max} [\rho C^2]$	$t_{p\max} [R/C]$	$p_{\max} [\rho C^2]$	$t_{p\max} [R/C]$
A	250	0	250 0%	0 0%	40,3 -84%	0,014		
B	29,4	0,017	6,4 -78%	0,037 +118%	27,8 -5%	0,020 +18%	24,6 -16%	0,024 +41%
C	7,5	0,066	0,8 -89%	0,179 +171%	11,2 +49%	0,057 -14%	11,3 51%	0,068 3%
D		0,242 (*)		0,501 (*) +107%		(*) Eintauchzeitpunkt		

Tab. 5.2: Maximalwerte der Druckverläufe beim senkrechten Zylinder (s. Abb. 5.7 und 5.9)

Die Meßwerte weisen für dieses Beispiel eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten auf. Die Unterbewertung der Maximaldrücke bei der Messung ist teilweise auf die Meßfrequenz zurückzuführen. Die Abweichungen in der Staulinie wurden in dem vorangehenden Abschnitt diskutiert. Zur Einordnung der relativen Abweichung von den berechneten Werten können die rechts und links der Staulinie gemessenen Werte verglichen werden. Die Abweichung der gemessenen Werte untereinander stimmt größenordnungsmäßig mit der Abweichung von den berechneten Werten überein. Die theoretische Beschreibung setzt die Symmetrie voraus, also die Gleichheit der rechts und links der Staulinie gemessenen Werte. Aus der übereinstimmenden Größenordnung der Abweichungen zwischen den



Meßwerten der symmetrisch angeordneten Druckmeßdosen und zwischen den gemessenen und den berechneten Werten läßt sich die sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Drücke mit den berechneten Werten ableiten.

Für die Neigung des Zylinders gegen die Wellenrichtung muß die Veränderung der Geschwindigkeitskomponente der Wassermasse normal zur Zylinderachse berücksichtigt werden. Wird dazu die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit mit dem entsprechenden Kosinus multipliziert, so läßt sich die Druckausbreitung auf dem Zylinder mit dem theoretischen Modell in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten berechnen. In Abb. 5.10 sind Druckverläufe exemplarisch für den **gegen die Wellen geneigten Zylinder** ( $\alpha = -25^\circ$ ) aufgetragen, die charakteristischen Werte sind in Tab. 5.3 aufgelistet.

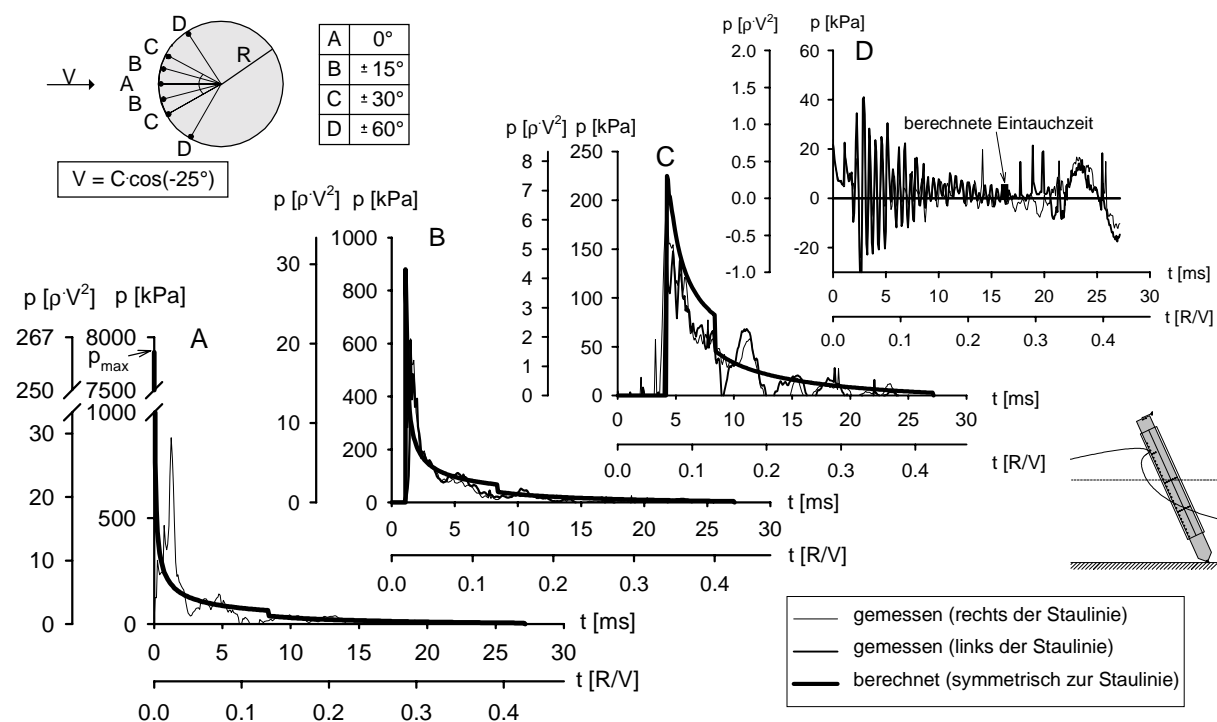


Abb. 5.10: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um  $-25^\circ$  geneigten Zylinder

Position	eigenes Modell		von Karman Modell		gemessen (rechts)		gemessen (links)	
	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$
A	262	0	262 0%	0 0%	29,3 -89%	0,020		
B	29,4	0,017	6,4 -78%	0,037 +118%	20,6 -30%	0,023 +35%	20,4 -31%	0,023 +35%
C	7,5	0,066	0,8 -89%	0,179 +171%	6,5 -13%	0,065 -2%	5,3 -29%	0,065 -2%
D		0,242 (*)		0,501 (*) +107%		(*) Eintauchzeitpunkt		

Tab. 5.3: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.10)

Die Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen Werten sind für den um  $-25^\circ$  geneigten Zylinder in der gleichen Größenordnung wie bei dem senkrechten Zylinder. Die theoretische Beschreibung läßt sich somit nach der Projektion der Geschwindigkeit der Wassermasse auf die Normale zur Zylinderachse auf den geneigten Zylinder übertragen.

Die Gültigkeit der Übertragbarkeit auf geneigte Zylinder muß für größere Neigungswinkel geprüft werden. In Abb. 5.11 sind die gemessenen und berechneten Druckverläufe beispielhaft für den **stark gegen die Wellenrichtung geneigten Zylinder** ( $\alpha = -45^\circ$ ) aufgetragen. Die zugehörigen Maximalwerte sind in Tab. 5.4 zu finden.

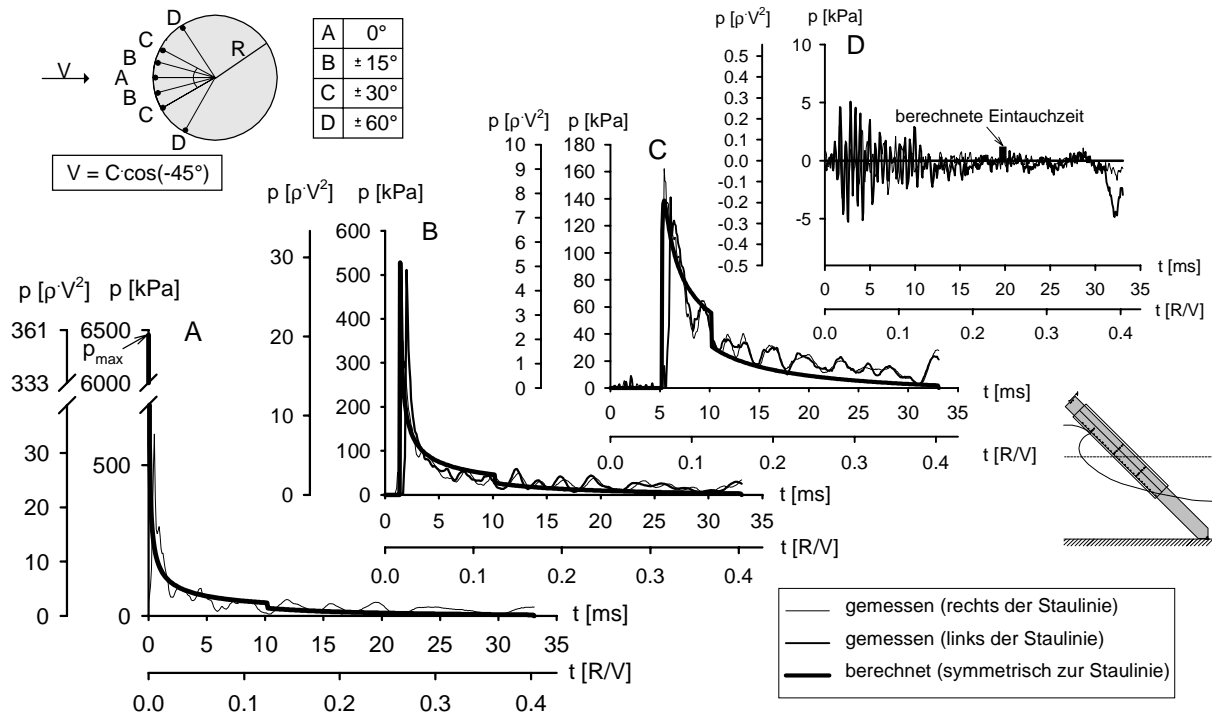


Abb. 5.11: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder

Position	eigenes Modell		von Karman Modell		gemessen (rechts)		gemessen (links)	
	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$
A	358	0	358 0%	0 0%	33,5 -91%	0,006		
B	29,4	0,017	6,4 -78%	0,037 +118%	20,2 -31%	0,017 0%	28,4 -3%	0,024 +29%
C	7,5	0,066	0,8 -89%	0,179 +171%	9,0 +20%	0,066 0%	7,8 +4%	0,074 +12%
D		0,242 (*)		0,501 (*) +107%			(*) Eintauchzeitpunkt	

Tab. 5.4: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.11)

Die Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Drücken ist in diesem Beispiel für den um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder noch besser als für den geringer geneigten bzw. senkrechten Zylinder. Die Ausbreitung des Druckschlags normal zur Zylinderachse wird mit der theoretischen Beschreibung sehr gut wiedergegeben. Mit der geringeren Geschwindigkeit der Wassermasse in normaler Richtung zur Zylinderachse nimmt der berechnete, maximale, dimensionslose Druck in der Staulinie deutlich zu. Die Differenz zwischen dem in der Staulinie gemessenen Druckverlauf und dem theoretischen Verlauf entspricht den in Abschnitt 5.2.2 diskutierten Abweichungen.

Für den gegen die Wellenrichtung geneigten Zylinder wurde die Gültigkeit der zweidimensionalen Druckschlagbeschreibung durch die gemessene Druckausbreitung

bestätigt. Die Übertragung auf den in Wellenrichtung geneigten Zylinder ist nur nach experimenteller Prüfung möglich, um Effekte, die nicht in der theoretischen Betrachtung berücksichtigt werden, auszuschließen. Insbesondere ist bei dem in Wellenrichtung geneigten Zylinder der Einfluß des Wellenaufbaus zu berücksichtigen. Trifft die aufschlagende Wassermasse auf ein Wasserpolster an der Vorderfront des Zylinders, so wird der Druckschlag gedämpft.

In Abb. 5.12 ist die Ausbreitung des Druckschlags an dem **in Wellenrichtung geneigten Zylinder** ( $\alpha = +24,5^\circ$ ) dargestellt. In Tab. 5.5 sind die zugehörigen Maximaldrücke und ihre Zeitpunkte aufgelistet.

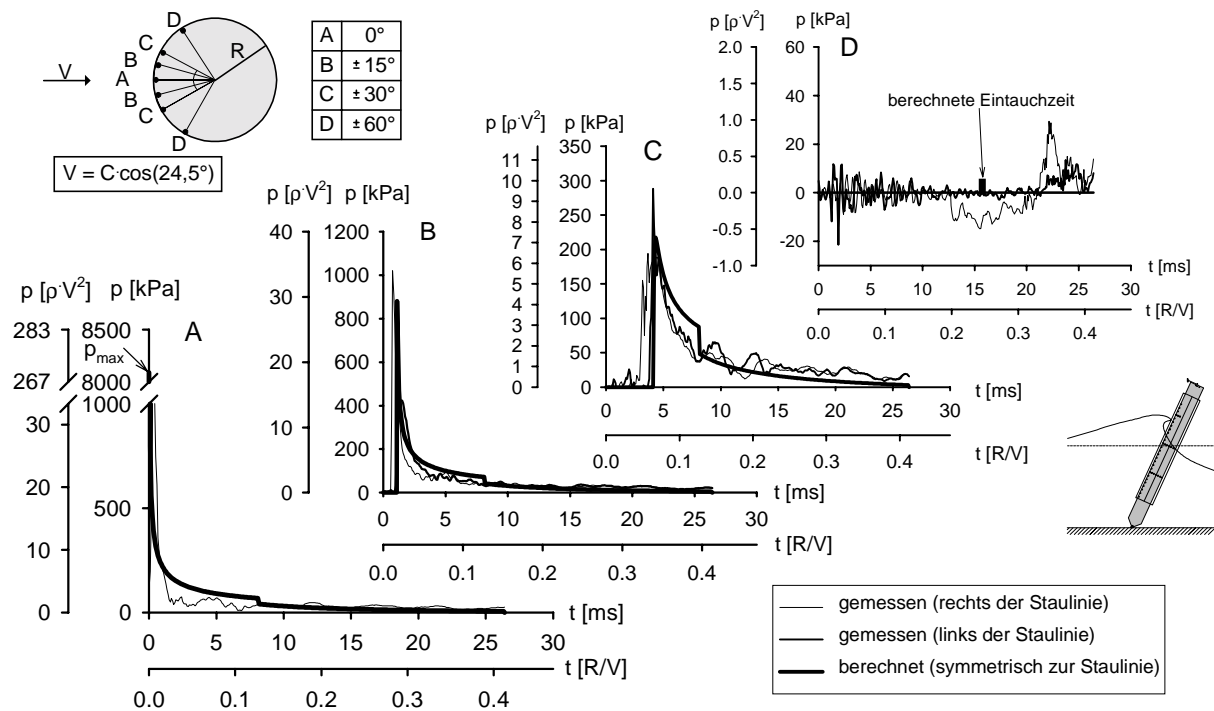


Abb. 5.12: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um  $+24,5^\circ$  geneigten Zylinder

Position	eigenes Modell		von Karman Modell		gemessen (rechts)		gemessen (links)	
	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho \cdot V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$
A	270	0	270 0%	0 0%	56,7 -79%	0,006		
B	29,4	0,017	6,4 -78%	0,037 +118%	34,0 +16%	0,012 -29%	14,2 -52%	0,022 +29%
C	7,5	0,066	0,8 -89%	0,179 +171%	6,5 -13%	0,057 -14%	9,6 +28%	0,064 -3%
D		0,242 (*)		0,501 (*) +107%			(*) Eintauchzeitpunkt	

Tab. 5.5: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.12)

Es ergibt sich für den um  $+24,5^\circ$  geneigten Zylinder gleichfalls eine gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Druckverläufen. Somit ist die Unabhängigkeit der zweidimensionalen Druckschlagbeschreibung von der Neigungsrichtung in oder gegen Wellenrichtung bestätigt. In die theoretische Beschreibung für den zweidimensionalen Druckschlag geht nur der Kosinus des Neigungswinkels ein. Für den in Wellenrichtung

geneigten Zylinder ergeben sich die gleichen Werte wie für den gegen die Wellenrichtung geneigten Zylinder.

Die Gültigkeit für größere Neigungswinkel muß wiederum geprüft werden. In Abb. 5.13 sind die gemessenen und berechneten Druckverläufe exemplarisch für den **stark in Wellenrichtung geneigten Zylinder** ( $\alpha = +45^\circ$ ) aufgetragen. Die zugehörigen Maximalwerte sind in Tab. 5.6 aufgeführt.

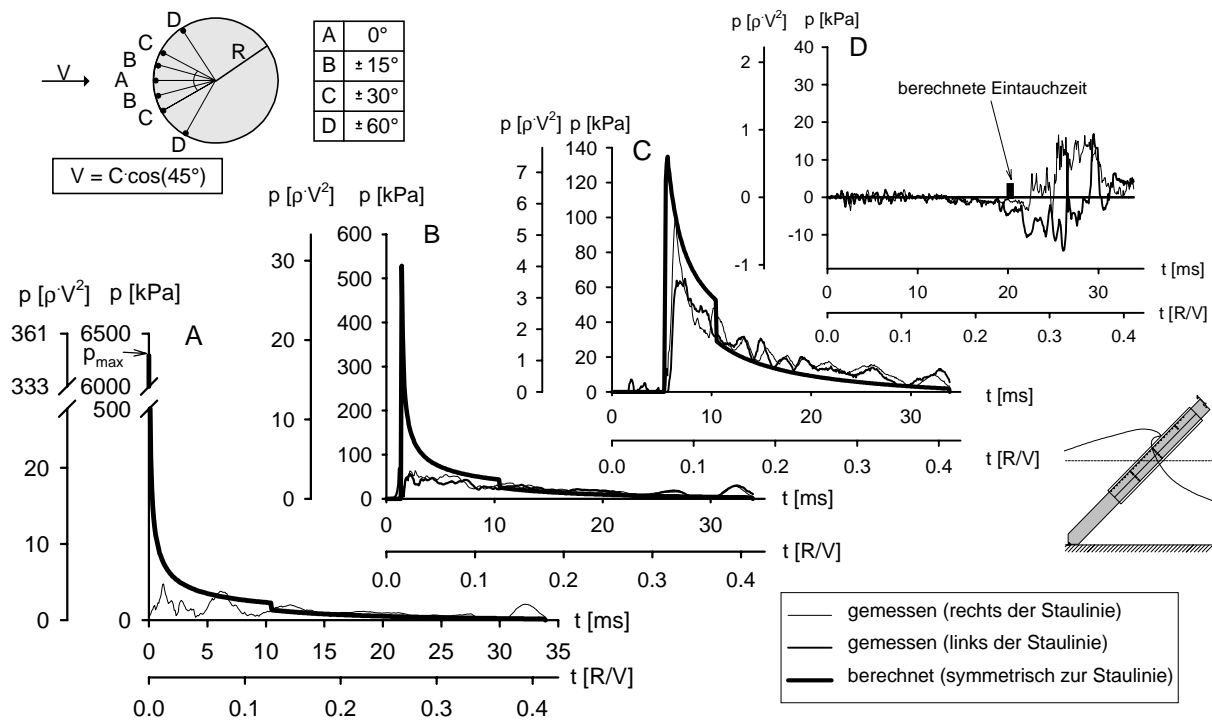


Abb. 5.13: Zeitverläufe des Druckschlags an dem um  $+45^\circ$  geneigten Zylinder

Position	eigenes Modell		von Karman Modell		gemessen (rechts)		gemessen (links)	
	$p_{\max} [\rho V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$	$p_{\max} [\rho V^2]$	$t_{p\max} [R/V]$
A	350	0	350 0%	0 0%	4,8 -99%	0,015		
B	29,4	0,017	6,4 -78%	0,037 +118%	3,5 -88%	0,033 +94%	3,9 -87%	0,015 -12%
C	7,5	0,066	0,8 -89%	0,179 +171%	5,5 -27%	0,077 +17%	3,6 -52%	0,089 +35%
D		0,242 (*)		0,501 (*) +107%			(*) Eintauchzeitpunkt	

Tab. 5.6: Maximalwerte der Druckverläufe (s. Abb. 5.7 und 5.13)

Für die Positionen A und B ergeben sich bei dem um  $+45^\circ$  geneigten Zylinder deutlich geringere Maximaldrücke, als die Berechnung erwarten läßt. Auch an der Position C werden niedrigere Drücke gemessen. Die gemessenen Eintauchzeiten stimmen dagegen gut mit den berechneten Zeiten überein. Die zweidimensionale Druckschlagbelastung wird für den um  $+45^\circ$  in Wellenrichtung geneigten Zylinder durch die theoretische Beschreibung überbewertet. Der Zeitablauf des Aufschlags der Wassermasse wird aber auch für diesen Neigungswinkel durch die theoretische Beschreibung gut wiedergegeben.

### 5.2.4 Zusammenfassung und Bewertung

Die gemessenen Druckverläufe bestätigen die entscheidende Bedeutung des pile-up Effekts. Die zweidimensionale theoretische Beschreibung nach Wagner, einschließlich der benutzten Approximation für die Kontur des Zylinders, gibt die Druckverläufe in guter Übereinstimmung zu den gemessenen Verläufen wieder.

Die Theorie nach von Karman ist dagegen nicht geeignet, um die Druckverläufe zu berechnen. Die berechneten Eintauchzeitpunkte weisen signifikante Verzögerungen und die berechneten Druckmaxima zu kleine Werte auf.

Aus der Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Druckverläufen ist die Approximation der Druckschlagfläche als ebenen Platte gerechtfertigt. Weiterhin ist bestätigt, daß bei dem Aufschlag der Wassermasse kein Lufteinschluß am Zylinder den Druckschlag dämpft. Die Kompressibilität des Wassers hat nur in der Staulinie zu Beginn des Druckschlags eine Auswirkung auf die maximale Druckbelastung. Die Beeinflussung der Linienkraft durch die Kompressibilität des Wassers kann vernachlässigt werden.

Der Vergleich der berechneten und der gemessenen Drücke hat die Abhängigkeit des Druckverlaufs von der Geschwindigkeitskomponente der Wassermasse normal zur Zylinderachse bestätigt. Die theoretische Beschreibung des Druckverlaufs aus Gl. (3.10) unter Anwendung der Approximationen aus Gl. (3.32) bis Gl. (3.35) wurde experimentell verifiziert. Die Linienkraft in Gl. (3.58) und Gl. (3.59) folgt aus der Integration über die Drücke. Die Grundlagen dieser Beschreibung sind somit experimentell bestätigt. Die Bestätigung erfolgte für den speziellen Fall des Aufschlags einer brechenden Welle auf einen Zylinder und nicht für den allgemeinen Fall des Aufschlags einer Wassermasse auf einen Zylinder. Aus diesem allgemeinen Fall wiederum war die theoretische Beschreibung des zweidimensionalen Falls gewonnen worden.

### 5.3 Dreidimensionale Beschreibung des Druckschlags

Eine theoretische Beschreibung für den dreidimensionalen Druckschlag wurde in Kapitel 3 entwickelt. Im Gegensatz zu der zweidimensionalen Beschreibung, die durch die Druckmessungen experimentell überprüft werden konnte, kann die dreidimensionale Wirkung des Druckschlags experimentell nicht direkt untersucht werden. Bei der Messung der Gesamtkraft, die bei der Einwirkung einer brechenden Welle auf den Zylinder ausgeübt wird, wird neben der Kraft aus dem Druckstoß auch der quasistatische Belastungsanteil aufgezeichnet. Desweiteren wird das Meßsignal durch das Responseverhalten des Zylinders überlagert. Eine Trennung des quasistatischen und des dynamischen Belastungsanteils ist aufgrund der unterschiedlichen Zeitverhalten der beiden Kraftanteile ohne großen Aufwand möglich. Dagegen kann die Antwort des Zylinders auf den Kraftstoß nur durch die Entfaltung des gemessenen Signals aus den Meßwerten eliminiert werden.

Der gemessene Kraftverlauf enthält keine Information über das Zeitverhalten des Druckstoßes, da der Zeitverlauf des Meßsignals durch das Responseverhalten des Zylinders bestimmt wird. Für die Entfaltung muß ein Zeitverlauf des Druckschlags vorgegeben werden. Das Zeitverhalten wird gemäß dem theoretisch bestimmten Zeitverlauf aus Gl. (3.56) und Gl. (3.57) angesetzt. Unter diesen Vorgaben wird der curling Faktor bestimmt, der als experimentell festzulegender Faktor in der theoretischen Beschreibung des Druckschlags enthalten ist.

Die theoretische Druckschlagbeschreibung geht somit in die Auswertung der gemessenen Gesamtkraft ein. Die theoretische Beschreibung kann also nicht durch die gemessenen Kraftsignale überprüft werden. Statt dessen werden die Ergebnisse der Auswertung auf ihre Plausibilität hin geprüft, um auf diese Weise die theoretische Druckschlagbeschreibung zu rechtfertigen.

### 5.3.1 Gemessene Gesamtkraft

Die Gesamtkraft in Wellenrichtung, die sich aus der Summe der in den beiden Lagern gemessenen Kräfte ergibt, ist in Abb. 5.14 eingeteilt nach Lastfällen und Zylinderneigungen aufgetragen. Die Zeitverläufe werden durch eine Schwingung bestimmt. Diese Oszillation resultiert aus dem Responseverhalten des Zylinders. Die Frequenz der Eigenschwingung ist für den längeren Zylinder niedriger, wobei die Länge mit dem Betrag des Neigungswinkels zunimmt (Achtung: unterschiedliche Zeitachsen für die verschiedenen Neigungswinkel in Abb. 5.14). Die Schwingung des gemessenen Kraftverlaufs erfolgt nicht um die Abszisse, sondern verschoben durch eine Belastung in Wellenrichtung. Diese Belastung stellt den quasistatischen Kraftanteil dar. Für den Lastfall 5, der durch das nicht-brechende Wellenpaket verursacht wird, weist der gemessene Zeitverlauf keine Schwingung auf, mit Ausnahme des Zylinderneigungswinkels von  $-45^\circ$ .

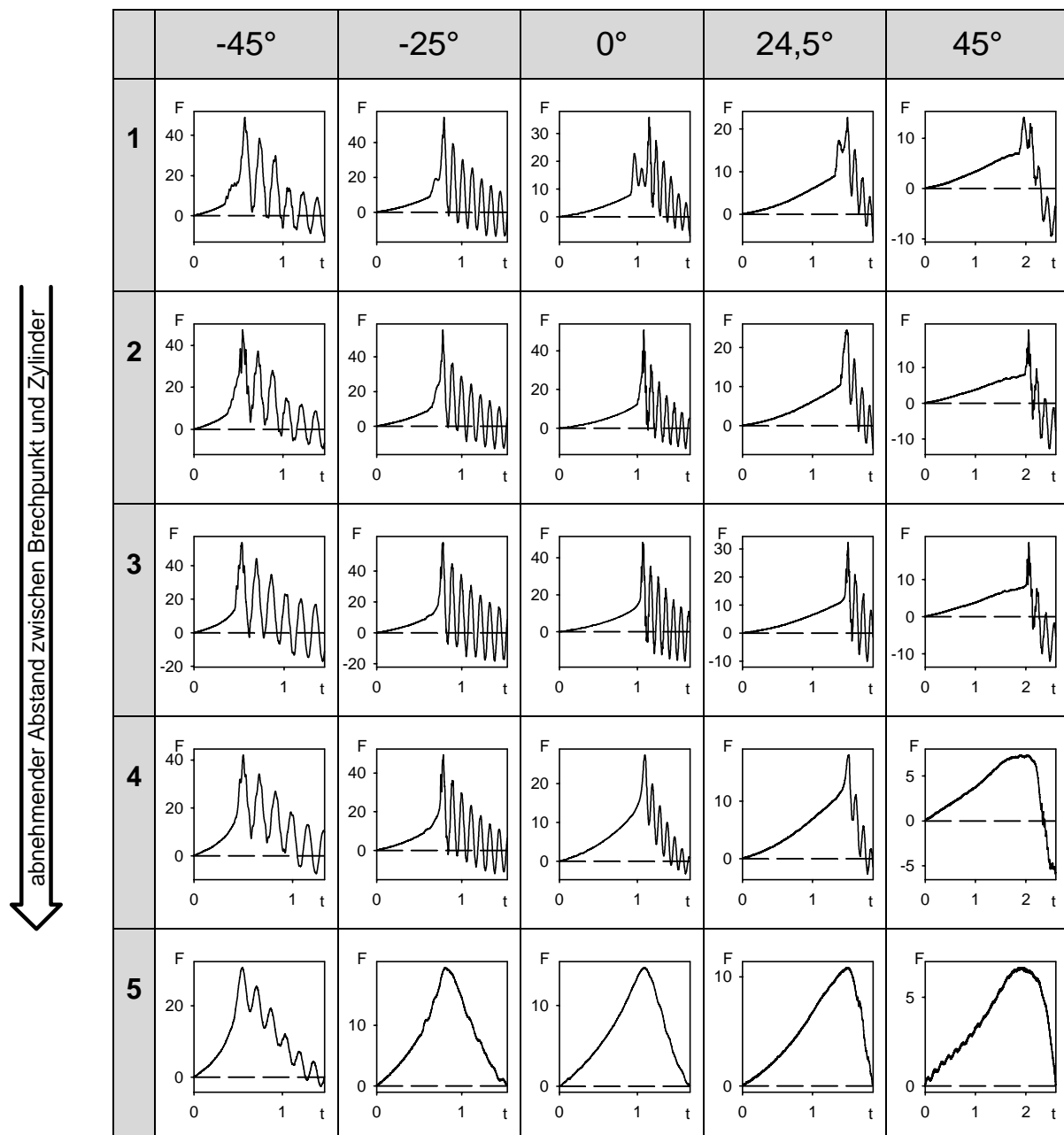


Abb. 5.14: Gemessene Gesamtkräfte  $F$  [kN] als Funktion der Zeit  $t$  [s] für Wellenpakete mit  $H = 1,5$  m und  $RWS = 4,25$  m

### 5.3.2 Quasistatischer Belastungsanteil

Die Trennung von quasistatischem und dynamischem Kraftanteil erfolgt, indem der für den Lastfall 5 ermittelte Kraftverlauf von den gemessenen Gesamtkraftverläufen der übrigen Lastfälle für Wellenpakete mit gleicher Wellenhöhe subtrahiert wird. Der für den Lastfall 5 gemessene Kraftverlauf stellt somit den quasistatischen Belastungsanteil dar.

Alternativ ist eine Trennung von quasistatischem und dynamischem Kraftanteil durch Frequenzfilter möglich. Der Vergleich hat aber gezeigt, daß der quasistatische Belastungsanteil durch den Lastfall 5 besser dargestellt wird als durch einen Tiefpaßfilter. Grund dafür ist das gewählte Zeitfenster mit den Nulldurchgängen des quasistatischen Kraftverlaufs zu Anfang und Ende. Ein Tiefpaß liefert im Gegensatz zu Lastfall 5 ein Zeitverhalten mit ausgeprägtem konkaven Verlauf am Anfang und am Ende.

Bei einer Neigung des Zylinders von  $-45^\circ$  ist der gemessene Kraftverlauf für Lastfall 5 mit einer Schwingung belegt. In diesem Fall entspricht die Neigung der Wellenfront der Neigung des Zylinders, so daß das Eintauchen des Zylinders beim Auftreffen des nicht-brechenden Wellenpakets schlagartig erfolgt (s. Abb. 4.11). Die Belastung für Lastfall 5 setzt sich daher aus einem quasistatischen und einem dynamischen Anteil zusammen. Für diese Neigung wird der quasistatische Belastungsanteil durch einen Tiefpaß mit einer Grenzfrequenz von 2 Hz bestimmt.

Die dynamische Belastung der nicht-brechenden Wellen muß bei der Bestimmung der Stoßkraft durch brechende Wellen von der dynamischen Belastung abgezogen werden. Dazu wird die Druckschlagbelastung der nicht-brechenden Wellen aus den Versuchen mit den Wellenpaketen des Lastfalls 5 in Abhängigkeit der Wellenhöhe grob abgeschätzt. Der aus dem Stoß der nicht-brechenden Welle resultierende Kraftverlauf hat eine längere Dauer und eine niedrigere Intensität im Vergleich zu der Stoßkraft durch die brechenden Wellen. Dieser Unterschied ist durch die im Vergleich zu der für den Druckschlag durch brechende Wellen relevanten Geschwindigkeit kleineren Partikelgeschwindigkeit in der Wellenfront des nicht-brechenden Wellenpakets bedingt.

Der Analyse der Wellenbelastung wurde die Annahme vorausgestellt, daß der quasistatische Belastungsanteil durch die Morison-Gleichung beschrieben werden kann. Der quasistatische Belastungsanteil ist gleich der Belastung durch nicht-brechende Wellenpakete. Es gilt daher zu zeigen, daß die durch die nicht-brechenden Wellenpakete verursachte Kraftwirkung auf den Zylinder mit der Morison-Gleichung berechnet werden kann. Dazu werden für die nicht-brechenden Wellenpakete die Kraftkoeffizienten aus der Morison-Gleichung bestimmt. Diese Kraftkoeffizienten werden verglichen mit den entsprechenden Koeffizienten, die für regelmäßige Wellen in Referenzversuchen im GWK bestimmt wurden. Aus der Übereinstimmung der Kraftkoeffizienten für Wellenpakete und regelmäßige Wellen folgt die Eignung der Morison-Gleichung zur Beschreibung des quasistatischen Belastungsanteils.

Die Überprüfung der Übereinstimmung von gemessener und mit der Morison-Gleichung berechneter Belastung erfolgt getrennt für Linienkräfte und die auf den Zylinder wirkende Gesamtkraft. Für die Linienkraft gilt nach der Morison-Gleichung:

$$f = f_m + f_d = C_m \cdot \rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \frac{du}{dt} + C_d \cdot \rho \cdot R \cdot u \cdot |u| \quad (5.10)$$

Aus der Integration über die Höhe läßt sich auf die Gesamtkraft schließen:

$$F = \int_{-d}^{\eta} f_m dz + \int_{-d}^{\eta} f_d dz = C_M \cdot \rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \int_{-d}^{\eta} \frac{du}{dt} dz + C_D \cdot \rho \cdot R \cdot \int_{-d}^{\eta} u \cdot |u| dz \quad (5.11)$$

Exemplarisch für einen Versuch mit einem nicht-brechenden Gaußschen Wellenpaket sind Linien- und Gesamtkraft in Abb. 5.15 aufgetragen. Der Verlauf der Linienkraft wurde aus der Integration über 12 gemessene Druckverläufe bestimmt (Abb. 4.3, Schnitt C). Die Gesamtkraft wurde mit den Dehnmeßstreifen gemessen. Die Wassergeschwindigkeit wurde

zum einen mit einer Sonde in der Höhe der Druckmeßdosen ermittelt, zum anderen wurde die Höhenverteilung der Partikelgeschwindigkeiten mit 10 Sonden gemessen. Die Beschleunigung wurde aus der zeitlichen Ableitung der gemessenen Geschwindigkeiten berechnet.

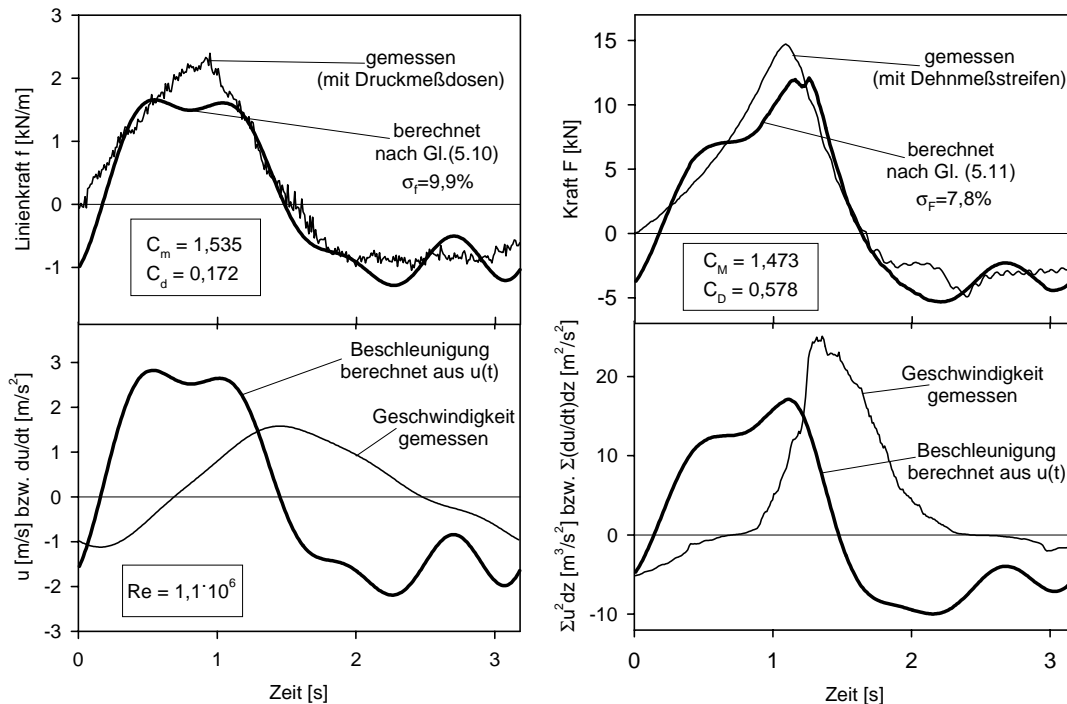


Abb. 5.15: Wirkende Kraft und Kinematik eines nicht-brechenden Gaußschen Wellenpakets

Die Kraftkoeffizienten in der Morison-Gleichung wurden mit einer least-square-error Methode ermittelt (Sumer und Fredsøe, 1997). Zum Vergleich sind in Abb. 5.16 die entsprechenden Kraftkoeffizienten aus Referenzversuchen mit 350 regelmäßigen Wellen aufgetragen. Die für die Gaußschen Wellenpakete ermittelten Kraftkoeffizienten stimmen größenordnungsmäßig mit den Kraftkoeffizienten aus den Referenzversuchen überein. Ein direkter Vergleich ist nicht möglich, da die Versuche mit den Gaußschen Wellenpaketen aufgrund der höheren Partikelgeschwindigkeiten in einem Bereich höherer Reynolds-Zahlen liegen.

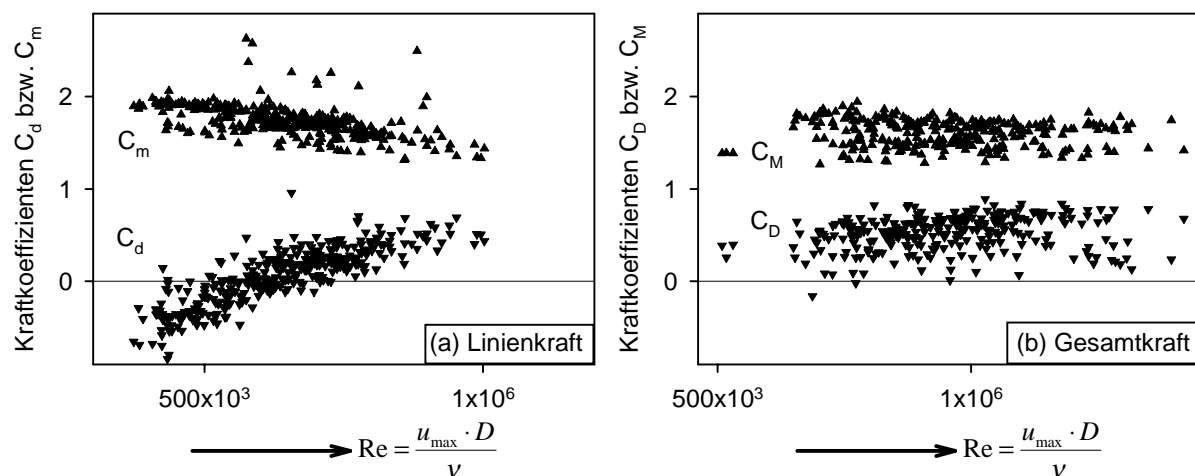


Abb. 5.16: Kraftkoeffizienten aus Referenzversuchen mit regelmäßigen Wellen



Die obige Analyse der quasistatischen Belastung und der Vergleich mit den regelmäßigen Wellen wurde für den senkrechten Zylinder durchgeführt. Am geneigten Zylinder muß für den quasistatischen Kraftanteil neben den in der Morison-Gleichung erfaßten Teilkräften eine weitere Kraft berücksichtigt werden, nämlich der Auftrieb. Obwohl sich der Zylinder mit Wasser füllt, ist die Öffnung des Zylinders am Boden so klein, daß die Wasseroszillation in dem Zylinder stark gedämpft ist. Daher bleibt der Wasserspiegel in dem Zylinder nahezu konstant, während sich der Wasserspiegel um den Zylinder mit der Wellenbewegung verändert. Die sich ergebende Differenz der Wasserstände innen und außen bewirkt eine Auftriebskraft, die sich anhand der Signale der an dem Zylinder montierten Wellendröhte abschätzen läßt. Für den gegen die Wellenrichtung geneigten Zylinder überlagert sich die Auftriebskraft mit der Strömungs- und Trägheitskraft derart, daß die maximale Krafteinwirkung wesentlich vergrößert wird. Dagegen führt die Auftriebskraft bei dem in Wellenrichtung geneigten Zylinder zu einer Reduzierung der maximalen Kraft.

An den Versuchen mit den regelmäßigen Wellen läßt sich der Einfluß des Auftriebs besser veranschaulichen als für die Gaußschen Wellenpakete, da für nicht-brechende regelmäßige Wellen bei keiner der untersuchten Zylinderneigungen ein Druckstoß auftritt. In Abb. 5.17 ist die über eine Periode auf den Zylinder einwirkende Kraft aufgetragen. Sowohl die mit den Dehnmeßstreifen gemessene Gesamtkraft, als auch die aus den Signalen der Wellendröhte abgeschätzte Auftriebskraft sind in ihrem Zeitverlauf für eine Periode dargestellt. Deutlich wird, daß der Auftrieb als Teil der quasistatischen Belastung nicht vernachlässigt werden darf. Der betragsmäßige Unterschied für die maximale, durch die regelmäßigen Wellen auf den Zylinder ausgeübte Gesamtkraft bei unterschiedlicher Neigung des Zylinders wird im wesentlichen durch den Auftrieb bewirkt.

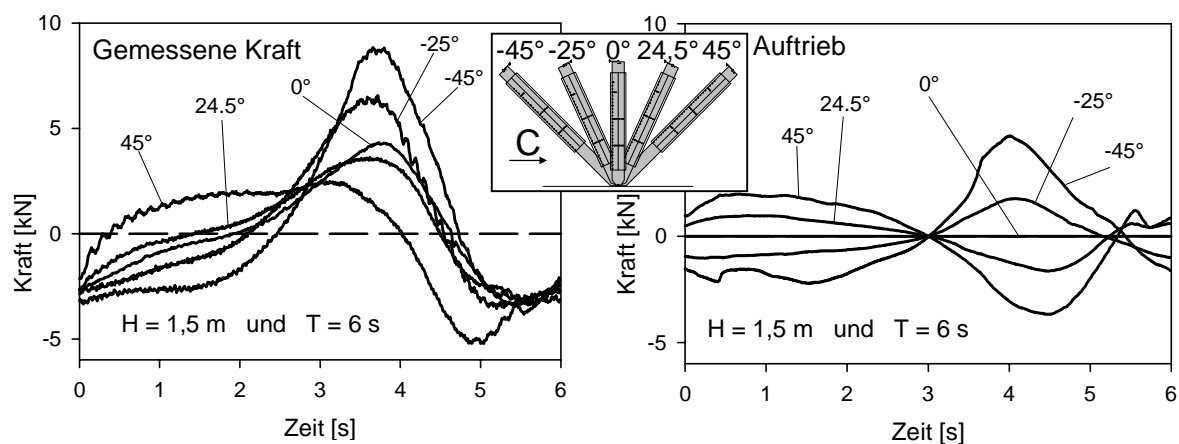


Abb. 5.17: Belastung des Zylinders durch regelmäßige Wellen ( $H=1,5$  m;  $T=6$  s) während einer Periode für die unterschiedlichen Neigungswinkel des Zylinders

Die experimentelle Bestimmung des quasistatischen Kraftanteils aus separaten Versuchen (Lastfall 5) gewährleistet, daß bei der Analyse der für die brechenden Wellen gemessenen Kräfte im quasistatischen Anteil alle Kraftkomponenten berücksichtigt werden, die sich mit der Wellenperiode ändern. Auch Kraftanteile, die in der Morison Gleichung vernachlässigt werden, fließen auf diese Weise in die Analyse ein. Zudem erwachsen keine zusätzlichen Ungenauigkeiten aus fehlerbehafteten Koeffizienten.

### 5.3.3 Dynamischer Belastungsanteil

Die Ermittlung der dynamischen Kraftkomponente aus der gemessenen Gesamtkraft ist in Abb. 5.18 exemplarisch aufgetragen. Von dem gemessenen Kraftverlauf wird der gemessene Zeitverlauf für den Lastfall 5 des entsprechenden Wellenpakets subtrahiert. Die Differenz

liefert eine Schwingung um die Abszisse, den dynamischen Kraftanteil. Die Schwingung erfolgt mit der jeweiligen Eigenfrequenz des Zylinders und ihre Amplitude ist abhängig von der Intensität der Stoßkraft. Das Zeitverhalten der Stoßkraft wird in dem Zeitverlauf des dynamischen Kraftanteils nicht aufgelöst, da die Stoßkraft, die im Millisekundenbereich abläuft, im Vergleich zur Periode der Schwingung, die im Bereich von Zehntelsekunden liegt, sehr kurzzeitig ist.

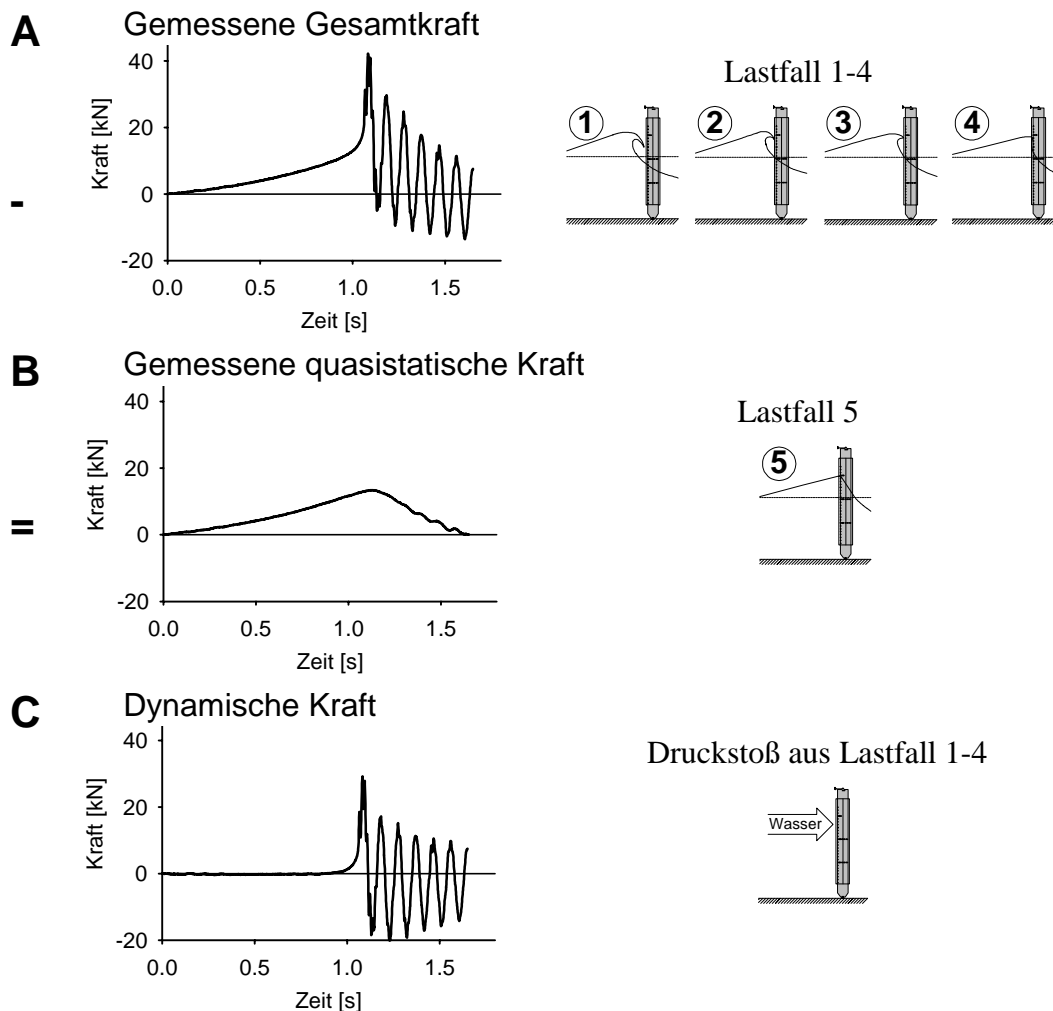


Abb. 5.18: Zeitverlauf der gemessenen Gesamtkraft und Zerlegung in quasistatischen und dynamischen Anteil

Der Zeitverlauf der dynamischen Belastung ist in Abb. 5.19 für die verschiedenen Lastfälle und Neigungen des Zylinders aufgetragen. Bei den dargestellten Verläufen handelt es sich um die dynamischen Anteile der Gesamtkraftverläufe aus Abb. 5.14.

Die dynamische Belastung wird zum einen durch den Aufschlag der Brecherzunge und zum zweiten durch den Aufschlag der Wellenfront verursacht. Für die Lastfälle 1 und 2 erfolgen die zwei Stoßbelastungen in der genannten Reihenfolge zeitlich voneinander getrennt. Nach dem ersten Stoß nimmt die Amplitude der Schwingung aufgrund der Dämpfung ab, bis durch den zweiten Stoß die Amplitude der Schwingung wieder vergrößert wird. Dieser Verlauf ist am senkrechten Zylinder für den Lastfall 1 besonders ausgeprägt. Für den geneigten Zylinder wird die Schwingung durch den ersten Stoß aufgrund der größeren Schwingungsperiode in den in Abb. 5.19 dargestellten Beispielen nicht von der aus dem zweiten Stoß resultierenden Schwingung getrennt. Lediglich aus einem Sattelpunkt in dem Zeitverlauf ist auf den Doppelstoß zu schließen.

Je dichter der Brechpunkt der Welle an den Zylinder rückt, desto geringer ist der Zeitverschub zwischen den zwei Stoßbelastungen. Für die Lastfälle 3 und 4 stellt die Annahme des zeitgleichen Druckschlags eine gute Näherung dar. Die Stoßbelastung wird daher als Einzelpeak interpretiert. Lediglich für die Zylinderneigung  $-45^\circ$  tritt bei den Lastfällen 3 und 4 ein zweifacher Stoß auf. Dieser ist auf die Stoßbelastung durch die Wellenfront der nicht-brechenden Welle zurückzuführen.

Für den Lastfall 5 tritt nur an dem um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder eine dynamische Kraftkomponente auf, die durch den stoßartigen Aufschlag der zum Zylinder parallelen Wellenfront bedingt wird. Für die Lastfälle 5 der übrigen Neigungswinkel ist der Gesamtkraftverlauf gleich dem quasistatischen Belastungsanteil. Somit ist in diesen Fällen kein dynamischer Kraftanteil vorhanden.

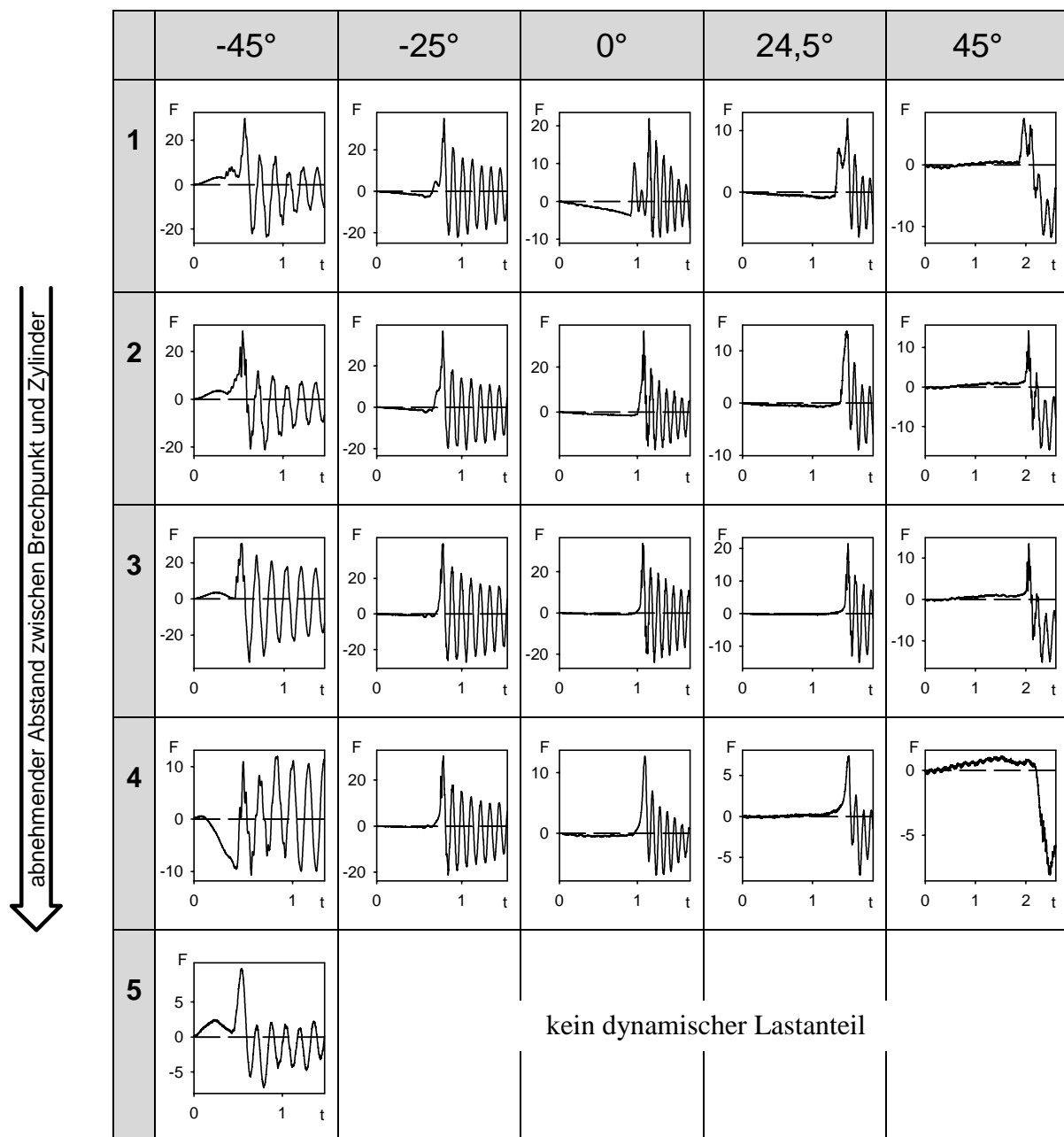


Abb. 5.19: Ermittelte dynamische Kraftkomponente  $F$  [kN] als Funktion der Zeit  $t$  [s] für Wellenpakete mit  $H = 1,5$  m und  $RWS = 4,25$  m

Die für die beiden Druckstöße relevante Geschwindigkeit muß in Abhängigkeit des Winkels  $\gamma$  zwischen der Ausbreitungsrichtung der Wassermasse und der Normalen zur Zylinderachse bestimmt werden. Die maximale horizontale Geschwindigkeit der Wassermasse ist gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$ .

Wird der Druckstoß als einzelnes Ereignis interpretiert, so ist die für den Druckschlag relevante Geschwindigkeit  $V_{\perp}$  gleich der Projektion der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit auf die Normale zur Zylinderachse, die um den Winkel  $\alpha$  gegenüber der Lotrechten geneigt ist:

$$V_{\perp} = C \cdot \cos \alpha \quad (5.12)$$

Für Lastfall 1 und 2 mit dem zweifachen Druckstoß ist die Geschwindigkeit  $V_{\perp}$  nach Gl. (5.12) die für den Aufschlag der Wellenfront relevante Geschwindigkeit.

Die Geschwindigkeit der Brecherzunge muß unter Berücksichtigung der durch die Gravitationskraft verursachten vertikalen Beschleunigung bestimmt werden. Horizontale Beschleunigungen der Brecherzunge können vernachlässigt werden, da in diese Richtung wirkende Kräfte, insbesondere die Reibung der Wasserpartikel in der Luft, klein sind. Die horizontale Geschwindigkeit bleibt konstant gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$ . Für den lotrechten Zylinder ist daher die zu seiner Achse normale Geschwindigkeitskomponente stets gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$ .

Die vertikale Geschwindigkeit der Brecherzunge wächst dagegen mit der Zeit. Am Brechpunkt ist die vertikale Geschwindigkeitskomponente gleich 0. Der Weg der Brecherzunge verläuft auf einer Fallparabel. Der Aufschlagwinkel der Brecherzunge auf den Zylinder ist daher abhängig von dem Abstand des Brechpunktes von dem Zylinder. Nach Tab. 4.4 beträgt der Winkel  $\beta$ , der die Abweichung der Geschwindigkeitsrichtung der Brecherzunge aus der Horizontalen beschreibt, näherungsweise  $\beta = 45^\circ$  für Lastfall 1,  $\beta = 25^\circ$  für Lastfall 2 und  $\beta = 0^\circ$  für alle weiteren Lastfälle.

Gemäß Abb. 5.20 gilt für die Geschwindigkeit der Brecherzunge am Aufschlagpunkt auf den Zylinder:

$$V = \frac{C}{\cos \beta} \quad (5.13)$$

Und für die zur Zylinderachse senkrechten Komponente folgt:

$$V_{\perp} = \frac{C}{\cos \beta} \cdot \cos(\alpha - \beta) \quad (5.14)$$

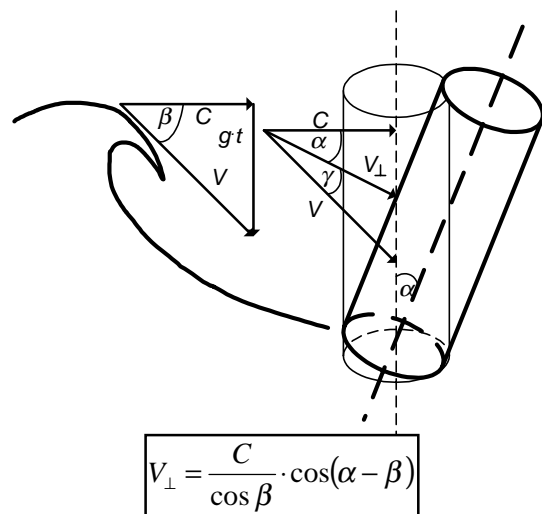


Abb. 5.20: Definition der verwendeten Winkel und Geschwindigkeitskomponenten

In Abbildung 5.21 ist die für den Druckschlag relevante Geschwindigkeitskomponente  $V_{\perp}$  der Brecherzunge aus Gl. 5.14 in Abhängigkeit von dem Winkel  $\beta$  aufgetragen, jeweils für die fünf experimentell untersuchten Neigungswinkel  $\alpha$  des Zylinders. Die Geschwindigkeit für  $\beta = 0^\circ$  entspricht der achsnormalen Geschwindigkeitskomponente der Wellenfront nach Gl. (5.12).

Der Winkel  $\beta$  wurde aus der im Video festgehaltenen visuellen Beobachtung der Experimente näherungsweise bestimmt und den brechenden Wellen gemäß der Einteilung in Lastfälle zugewiesen. Aus der diskreten Festlegung des Winkels  $\beta$  nach Lastfällen resultiert für den um  $\alpha = 24,5^\circ / \alpha = -25^\circ$  geneigten Testzylinder eine Unsicherheit für den Wert der für den Druckschlag relevanten Geschwindigkeit von etwa  $\pm 10\%$ . Für den um  $\alpha = \pm 45^\circ$  geneigten Zylinder beträgt die entsprechende Unsicherheit  $\pm 25\%$ .

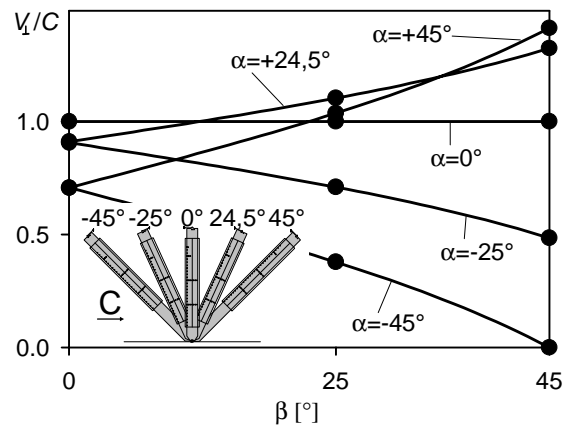


Abb. 5.21: Geschwindigkeit der Wassermasse in Abhängigkeit des Winkels  $\beta$  nach Gl. (5.14)

### 5.3.4 Ermittlung der Stoßkraft

Die meßtechnisch ermittelte dynamische Kraft ergibt sich aus der Überlagerung der Stoßkraft mit dem Responseverhalten des Zylinders. Diese Überlagerung wird durch das Faltungsintegral beschrieben.

Die Responsefunktion  $R(t)$  des Zylinders, die eine gedämpfte Schwingung mit der Zeitkonstanten der Dämpfung  $\tau$  darstellt, wird induziert durch die Einwirkung einer äußeren Kraft  $E(t)$  auf den Testzylinder. Erfolgt die Anregung im idealen Fall mit einem zeitlichen Verlauf, der sich durch eine  $\delta$ -Funktion darstellen läßt, so wird die gedämpfte Schwingung beobachtet. Für den in den Lagern gemessenen Kraftverlauf  $D(t)$  gilt dann:

$$D(t) = E(t) \cdot R(t) = E \cdot k \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (5.15)$$

Die Sinusfunktion beschreibt die Schwingung des Zylinders mit der Eigenfrequenz  $f$  und die Exponentialfunktion die Dämpfung der Schwingung. Der Faktor  $k$  beinhaltet die Normierung der Responsefunktion des Zylinders. Dieser Faktor wird bestimmt, indem die gedämpfte Schwingung mit einer Funktion, die konstant gleich 1 ist, gefaltet wird. Die gefaltete Funktion nimmt nach einer Einschwingung einen konstanten Wert ein, dessen Kehrwert gleich  $k$  gesetzt wird. Der Faktor  $E$  ist proportional zu der Intensität der Anregung. Für eine Anregung durch eine  $\delta$ -Funktion ist  $E = 1$ .

Erfolgt eine Anregung statt zum Zeitpunkt  $t = 0$  zu einem späteren Zeitpunkt  $t_j$ , so folgt für  $t > t_j$ :

$$D(t) = E \cdot k \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_j)}{\tau}\right) \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot (t-t_j)) \quad (5.16)$$

Für eine Folge von  $m$  Anregungspulsen mit einem  $\delta$ -Zeitprofil ergibt sich die in Gl. (5.17) beschriebene Kurve. Die Pulse erfolgen jeweils zum Zeitpunkt  $t_j$  und ihre Intensität ist proportional zu  $E_j$ :

$$D(t) = \sum_{j=1}^m E_j \cdot k \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_j)}{\tau}\right) \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot (t-t_j)) \quad (5.17)$$

Der Übergang zu einer Anregungsfunktion mit einem kontinuierlichen Zeitverlauf  $E(t)$  läßt sich durch das Ersetzen der Summe durch ein Integral beschreiben. Die Integrationsvariable ist mit  $x$  bezeichnet.

$$D(t) = \int_0^t dx E(x) \cdot k \cdot \exp\left(-\frac{(t-x)}{\tau}\right) \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot (t-x)) \quad (5.18)$$

Dieses Integral beschreibt die Faltung der Responsefunktion des Zylinders mit der einwirkenden Kraft. Das Faltungsintegral wird häufig in der folgenden Kurzschreibweise dargestellt:

$$D(t) = E * R \quad (5.19)$$

Um die Stoßkraft  $E$  aus dem gemessenen Signal  $D$  und der bekannten Responsefunktion  $R$  zu bestimmen, muß die Entfaltung des gemessenen Zeitverlaufs berechnet werden.

In Analogie zur Entfaltung der Signale der Flügelradsonden (vgl. 5.1.2) wurde eine sukzessive Lösung der Gl. (5.18) getestet. Die wesentliche Unterscheidung zur Entfaltung der Geschwindigkeitssignale liegt in der Responsefunktion. Die Apparatefunktion der Flügelradsonden (vgl. Abb. 5.4) ist eine stetig fallende Funktion mit dem maximalen Wert zur Zeit  $t = 0$ . Dagegen ist die Antwort des Zylinders eine oszillierende Funktion. Ihr Wert zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist gleich 0.

Statt Gl. (5.5) gilt für die Summation:

$$\begin{aligned} D[0] &= 0 \\ D[1] &= E[0] \cdot R[1] \\ D[2] &= E[0] \cdot R[2] + E[1] \cdot R[1] \\ D[3] &= E[0] \cdot R[3] + E[1] \cdot R[2] + E[2] \cdot R[1] \\ D[n] &= \sum_{j=0}^{n-1} E[j] \cdot R[n-j] = \sum_{j=0}^{n-2} E[j] \cdot R[n-j] + E[n-1] \cdot R[1] \end{aligned} \quad (5.20)$$

Hieraus läßt sich die gesuchte Krafteinwirkung im Unterschied zu Gl. (5.7) wie folgt bestimmen:

$$E[n-1] = \frac{1}{R[1]} \cdot \left( D[n] - \sum_{j=0}^{n-2} E[j] \cdot R[n-j] \right) \quad (5.21)$$

Die Anpassung des zu berechnenden Wertes an den gemessenen Wert zu einem Zeitpunkt erfolgt nach Gl. (5.21) unter Berücksichtigung der vorangegangenen Krafteinwirkung samt des von ihr verursachten Strukturverhaltens, wird aber wesentlich beeinflusst von der Strukturantwort  $R[1]$  des neu zu berechnenden Wertes. Das Problem liegt darin, daß der Wert für  $R[1]$  nur etwa 8% des maximalen Wertes der Responsefunktion beträgt, d.h. der berechnete Wert wird zu einem späteren Zeitpunkt das gemessene Signal stärker beeinflussen als zu dem Zeitpunkt, für den die Anpassung erfolgt. Dies führt zu Ungenauigkeiten und kann Oszillationen in der Lösung verursachen. In Abb. 5.22 ist exemplarisch mit dieser sukzessiven Methode die Stoßkraft aus einem an den Lagern gemessenen Kraftverlauf bestimmt. Statt eines Einzelpeaks für die Stoßkraft ergibt sich eine Schwingung. Dieser Verlauf kann jedoch nicht den tatsächlichen Zeitverlauf der Stoßwirkung darstellen. Unter Anwendung von Frequenzfiltern oder spline-Methoden läßt sich das Ergebnis verändern, um den erwarteten Zeitverlauf zu erhalten. Das Ergebnis ist dann aber stark von der verwendeten Näherungsmethode abhängig, d.h. von der Grenzfrequenz oder der Anzahl der für die Kurvennäherung verwendeten Punkte.

Auf diese Weise wird kein zuverlässiges Ergebnis bestimmt. Die Methode der sukzessiven Lösung des Faltungsintegrals hat sich daher für die Auswertung der gemessenen Lagerkräfte als ungeeignet erwiesen. Aus den gemessenen Zeitverläufen läßt sich keine Information über den Zeitverlauf der Stoßkraft gewinnen.

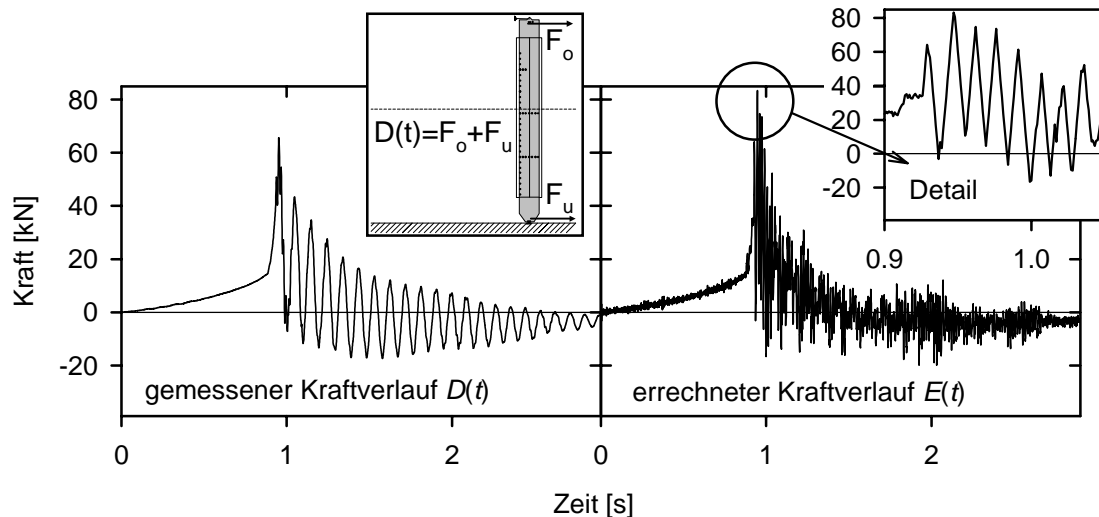


Abb. 5.22: Gemessener und berechneter Kraftverlauf

Die Entfaltung des gemessenen Signals kann nur unter Vorgabe des Zeitverhaltens der Stoßkraft berechnet werden. Aus der theoretischen Beschreibung des Druckschlags in Gl. (3.56) und Gl. (3.57) wird ein Ansatz für die Stoßkraft übernommen. Für diesen Ansatz wird die Faltung mit der Eigenschwingung des Zylinders berechnet. Durch Variation des Ansatzes wird die berechnete Faltung an das gemessene Signal angepaßt. Der Zeitverlauf des Ansatzes wird nicht verändert, lediglich die Intensität wird variiert. Der in dem Ansatz enthaltene, experimentell zu bestimmende curling Faktor wird verändert, um die beste Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Verlauf zu erzielen. Die Übereinstimmung der Kurven wird an ihren Maxima bestimmt.

Der curling Faktor wird so gewählt, daß die Maxima der berechneten und der gemessenen Zeitverläufe den gleichen Wert annehmen. Die Anpassung erfolgt somit nur bezüglich eines einzigen Zeitpunktes. Es hat sich als ungeeignet erwiesen, die berechnete Kurve über ein Zeitfenster an die gemessene Kurve anzupassen. Nach dem Aufschlag der brechenden Wellen wird das gemessene Signal durch Effekte überlagert, die in der theoretischen Beschreibung nicht berücksichtigt werden. Vor allem wird durch die gebrochene Welle eine starke Wirbelbildung am Zylinder verursacht. Dies hat Einfluß auf den gemessenen Zeitverlauf, kann aber nicht quantifiziert werden und hat keine Auswirkung auf die Stoßkraft. Die Störung des gemessenen Signals durch diese sekundären Effekte kann daher zum Zeitpunkt der maximalen Wirkung durch die Stoßkraft vernachlässigt werden. Die Anpassung von berechnetem und gemessenem Zeitverlauf zu diesem Zeitpunkt liefert somit eine höhere Genauigkeit als eine Anpassung über ein Zeitfenster. Der Vergleich der berechneten und gemessenen Zeitverläufe über das gesamte Zeitfenster erfolgt rein qualitativ.

In Abb. 5.23 ist die neuentwickelte Methode zur Auswertung der gemessenen Lagerkräfte in Form eines Flußdiagramms zusammengefaßt. Veranschaulicht wird die Methode durch die in Abb. 5.24 dargestellten Kraftverläufe, die exemplarisch die Anwendung der Auswertemethode aufzeigen.

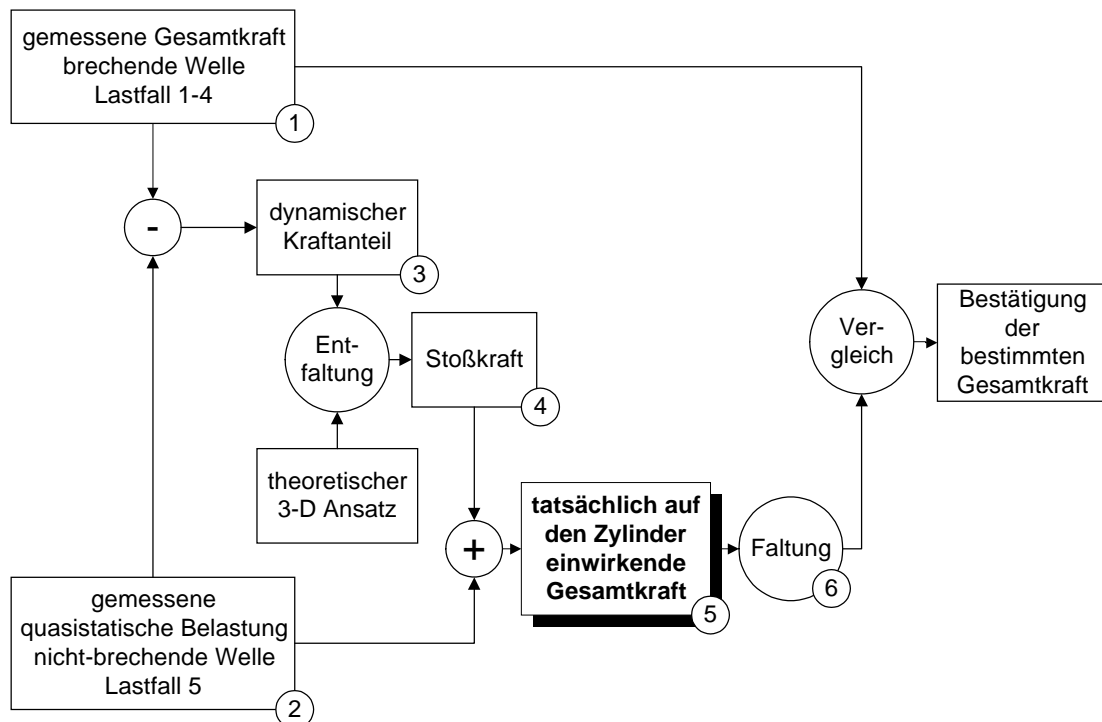
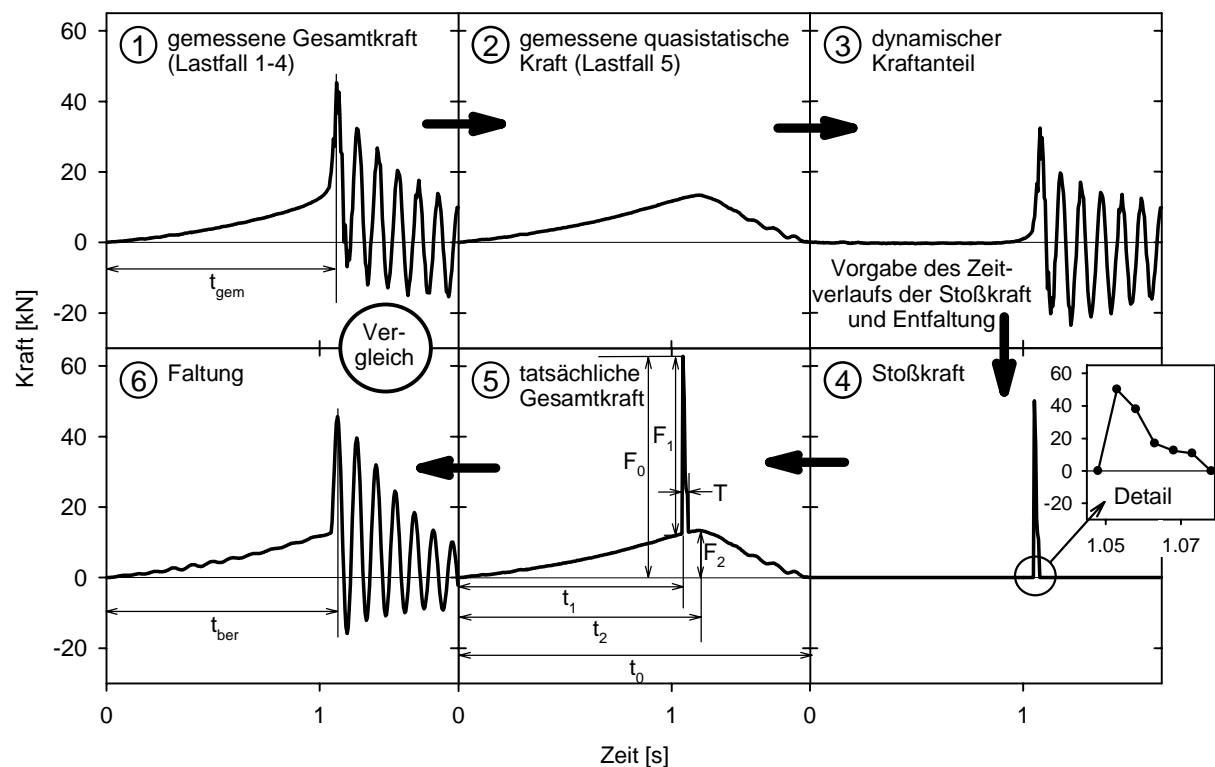


Abb. 5.23: Entwickelte Methode zur Analyse der gemessenen Lagerkräfte



$F_0$ :	maximale Gesamtkraft	$t_0$ :	Zeitpunkt von $F_0$
$F_1$ :	maximale Stoßkraft	$t_1$ :	Zeitpunkt von $F_1$
$F_2$ :	maximale quasistatische Kraft	$t_2$ :	Zeitpunkt von $F_2$
$T$ :	Dauer des Druckstoßes nach Gl. (3.60)		
$t_{\text{gem}}$ :	Zeitpunkt der maximalen, gemessenen Kraft		
$t_{\text{ber}}$ :	Zeitpunkt der maximalen, berechneten Zylinderantwort		

Abb. 5.24: Zeitverläufe der Kräfte nach der Methode in Abb. 5.23



Der ermittelte Zeitverlauf der tatsächlichen Gesamtkraft ist in Abb. 5.25 für die verschiedenen Lastfälle und Neigungen des Zylinders aufgetragen. Die dargestellten Verläufe wurden aus den in Abb. 5.14 abgebildeten, gemessenen Gesamtkräften bestimmt.

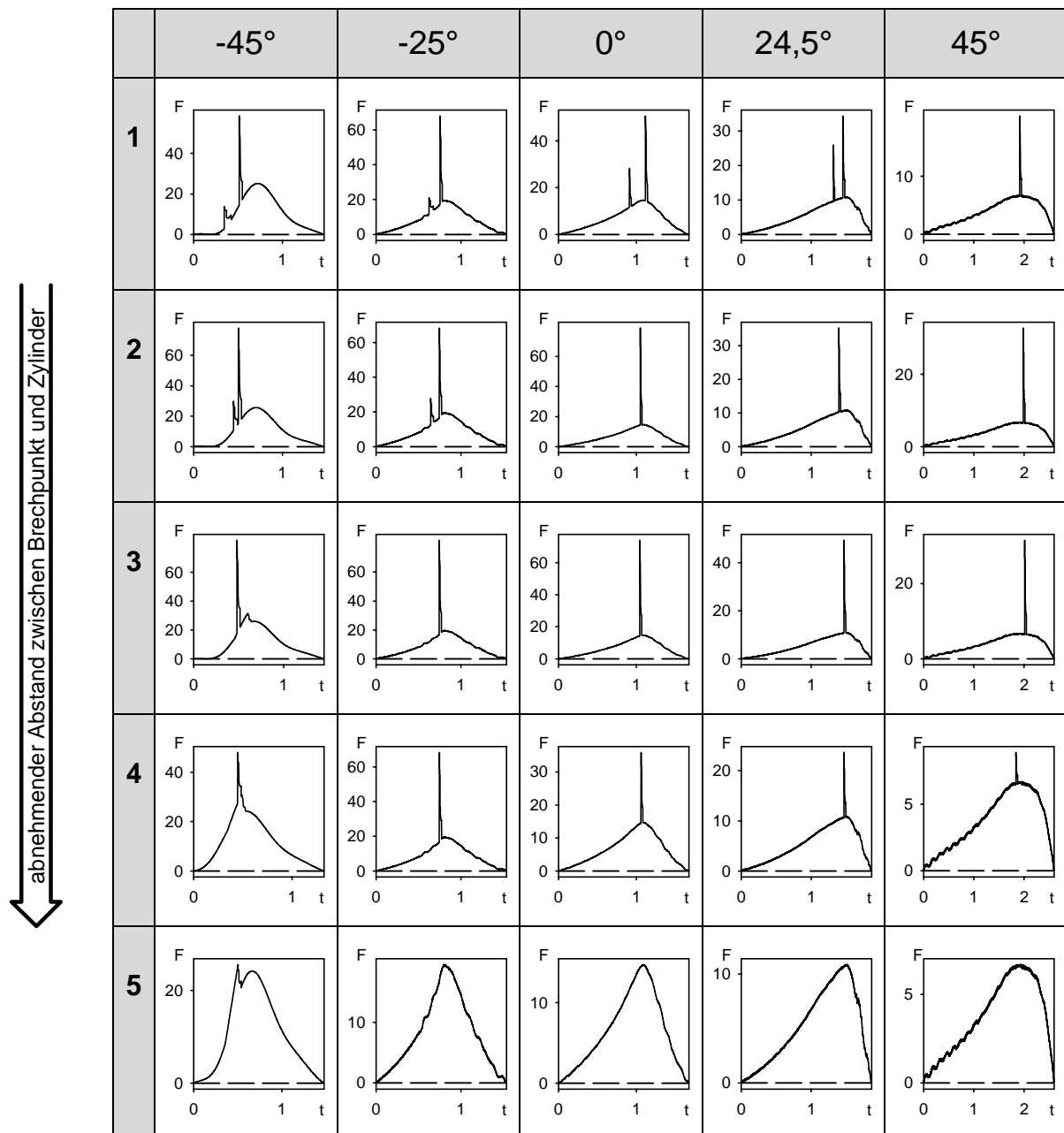


Abb. 5.25: Ermittelte Gesamtkräfte  $F$  [kN] als Funktion der Zeit  $t$  [s]  
für Wellenpakete mit  $H = 1,5$  m und  $RWS = 4,25$  m

Für den Lastfall 1 zeigt der Kraftverlauf den Doppelpeak durch die zuerst auf den Zylinder aufschlagende Brecherzunge und den nachfolgenden Stoß der Brecherfront. Für Lastfall 2 sind die zwei Peaks zeitlich dichter beieinander, so daß sie teilweise nicht aufgelöst werden, und der Kraftverlauf daher als Einzelpeak interpretiert wird.

Für Lastfall 3 und 4 ergibt sich durch den zeitgleichen Druckstoß ein einzelner Peak. Lediglich für den um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder tritt für diese beiden Lastfälle ein zweiter Peak durch die Wellenfront auf. Diese Kraftspitze wird durch den Aufschlag der zur Staulinie des Zylinders parallelen Wellenfront bedingt und erscheint für diese Zylinderneigung auch in dem

Kraftverlauf des nicht-brechenden Wellenpakets aus Lastfall 5. Der durch die nicht-brechende Welle verursachte Druckstoß ist viel geringer als der aus der brechenden Welle resultierende Druckstoß, da die Partikelgeschwindigkeiten an der Oberfläche der Welle wesentlich kleiner sind als die Geschwindigkeiten in der Brecherzunge.

Aus den ermittelten Gesamtkraftverläufen lassen sich die in Abb. 5.24 definierten Größen ablesen. Anhand der Maximalkräfte ist ein Vergleich der verschiedenen Versuche möglich. In Abb. 5.26 bis Abb. 5.28 sind für die verschiedenen Zylinderneigungen die aus allen durchgeführten Versuchen ermittelten Werte der maximalen Gesamtkraft, der maximalen Stoßkraft und des curling Faktors  $\lambda$  aufgetragen.

### 5.3.5 Analyse der Stoßkraft

Für die Ermittlung der Stoßkraft wird der Zeitverlauf des Ansatzes nicht verändert, sondern gemäß der theoretischen Beschreibung festgelegt. Aus den gemessenen Zeitverläufen muß dagegen der Anfangszeitpunkt für den Druckstoß bestimmt werden.

Dieser Anfangszeitpunkt wird mit zwei unabhängigen Meßprinzipien erfaßt. Zum einen kann der Beginn des Druckstoßes direkt aus den Meßsignalen der Druckmeßdosen in der Staulinie abgelesen werden. In der Höhe der Staulinie, in der der maximale Druck auftritt, wird der Zeitpunkt vor diesem Druckmaximum, zu dem der Druck einen Wert von einem Zehntel des Maximums überschreitet, bestimmt und gleich dem Beginn des Druckstoßes gesetzt. Auf diese Weise wird die endliche Anstiegszeit des Druckpeaks berücksichtigt (vgl. Abb. 5.8).

Zum zweiten kann aus dem Zeitverlauf der gemessenen Gesamtkraft auf den Beginn des Druckstoßes geschlossen werden. Dazu muß das Meßsignal entfaltet werden, so daß sich ein Zeitverlauf ergibt, der unabhängig von dem Responseverhalten des Zylinders ist. Aus dieser berechneten Kraftwirkung kann der Anfangszeitpunkt des Druckstoßes abgelesen werden.

Der Vergleich dieser zwei unabhängig voneinander bestimmten Zeitpunkte ermöglicht die Genauigkeit des für den Druckstoß vorgegebenen Zeitverlaufs abzuschätzen, da der theoretische Zeitverlauf nur in die Bestimmung des einen dieser beiden Zeitpunkte einfließt.

Für den Vergleich wird mit dem aus den Druckverläufen bestimmten Zeitpunkt ein Ansatz für die Stoßkraft festgelegt. Dieser Ansatz wird mit der gedämpften Schwingung des Zylinders gefaltet, so daß sich ein berechneter Responseverlauf ergibt (Abb. 5.24, 6). Dieser Verlauf weist zum Zeitpunkt  $t_{\text{ber}}$  sein Maximum auf. Dieser Zeitpunkt kann mit dem Zeitpunkt  $t_{\text{gem}}$  der maximalen, mit den Dehnmeßstreifen gemessenen Kraft verglichen werden (Abb. 5.24, 1).

Bei diesem Vergleich geht der theoretische Ansatz in den Zeitpunkt  $t_{\text{ber}}$  ein, während der Zeitpunkt  $t_{\text{gem}}$  direkt aus den Meßwerten abgelesen wird. Der Vergleich liefert somit eine Bewertung des theoretischen Ansatzes.

In Abb. 5.30 sind die Differenzen aus den Zeitpunkten  $t_{\text{gem}}$  und  $t_{\text{ber}}$  für die verschiedenen Zylinderneigungen und Lastfälle aufgetragen. Für positive Werte der Differenz wird die Dauer des Druckstoßes durch den theoretischen Ansatz unterbewertet. Ergeben sich dagegen Werte kleiner Null für die Differenz  $t_{\text{gem}}$  minus  $t_{\text{ber}}$ , so ist die theoretisch bestimmte Druckstoßdauer zu lang.

Die berechneten Differenzwerte liegen sowohl oberhalb als auch unterhalb der Abszisse. Diese Verteilung bestätigt den theoretischen Ansatz. Für den in Wellenrichtung geneigten Zylinder wird die Dauer des Druckstoßes tendenziell für die Lastfälle 1 und 2 etwas überbewertet, sofern die Druckstöße als Einzelpeak analysiert werden. Für den Lastfall 3 ist für alle untersuchten Zylinderneigungen die Differenz um die Null herum verteilt. Die Dauer des Druckstoßes wird daher durch den theoretischen Ansatz in guter Genauigkeit wiedergegeben.

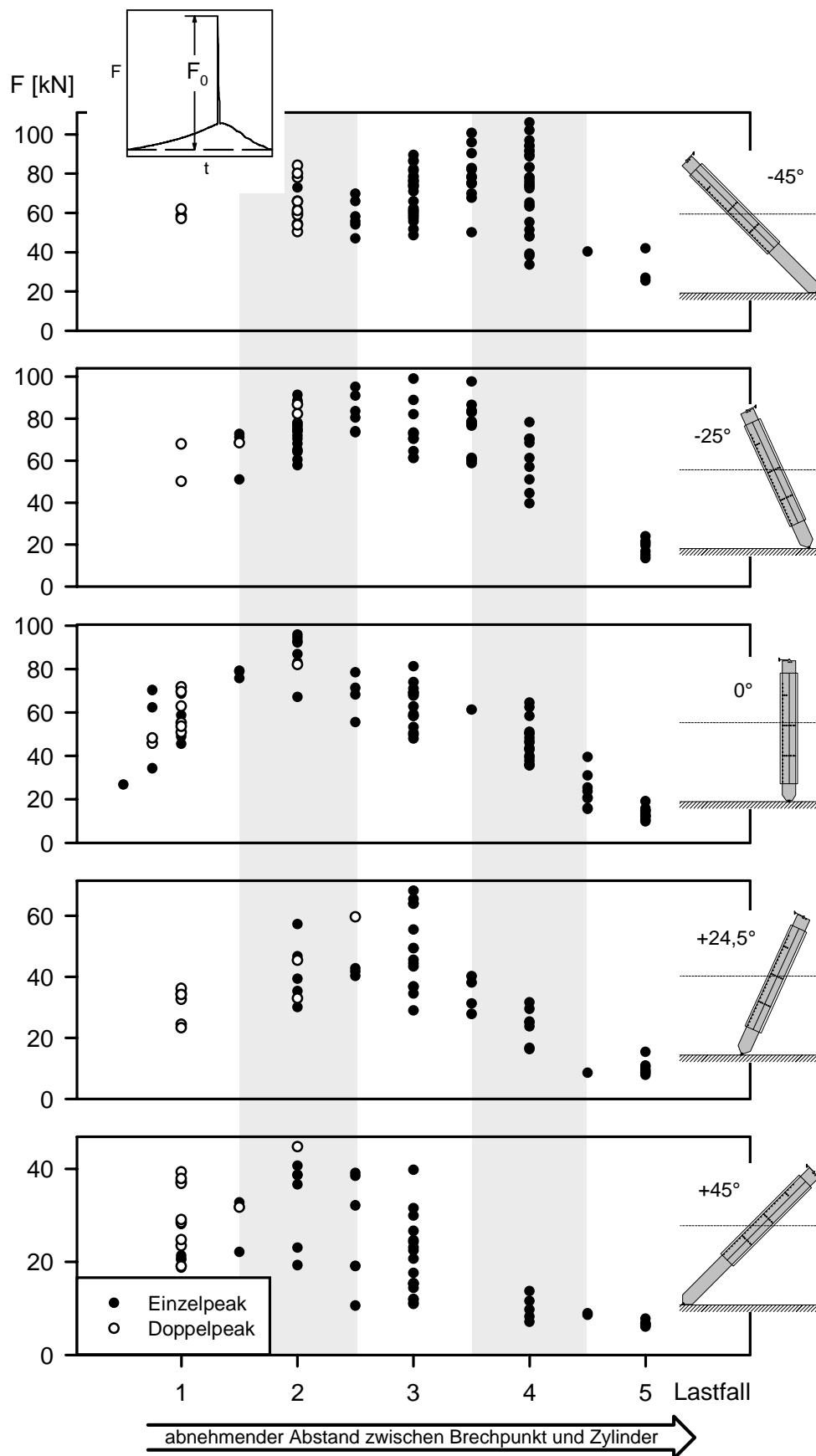


Abb. 5.26: Maximale Werte der ermittelten Gesamtkraft für die unterschiedlichen Zylinderneigungen und Lastfälle

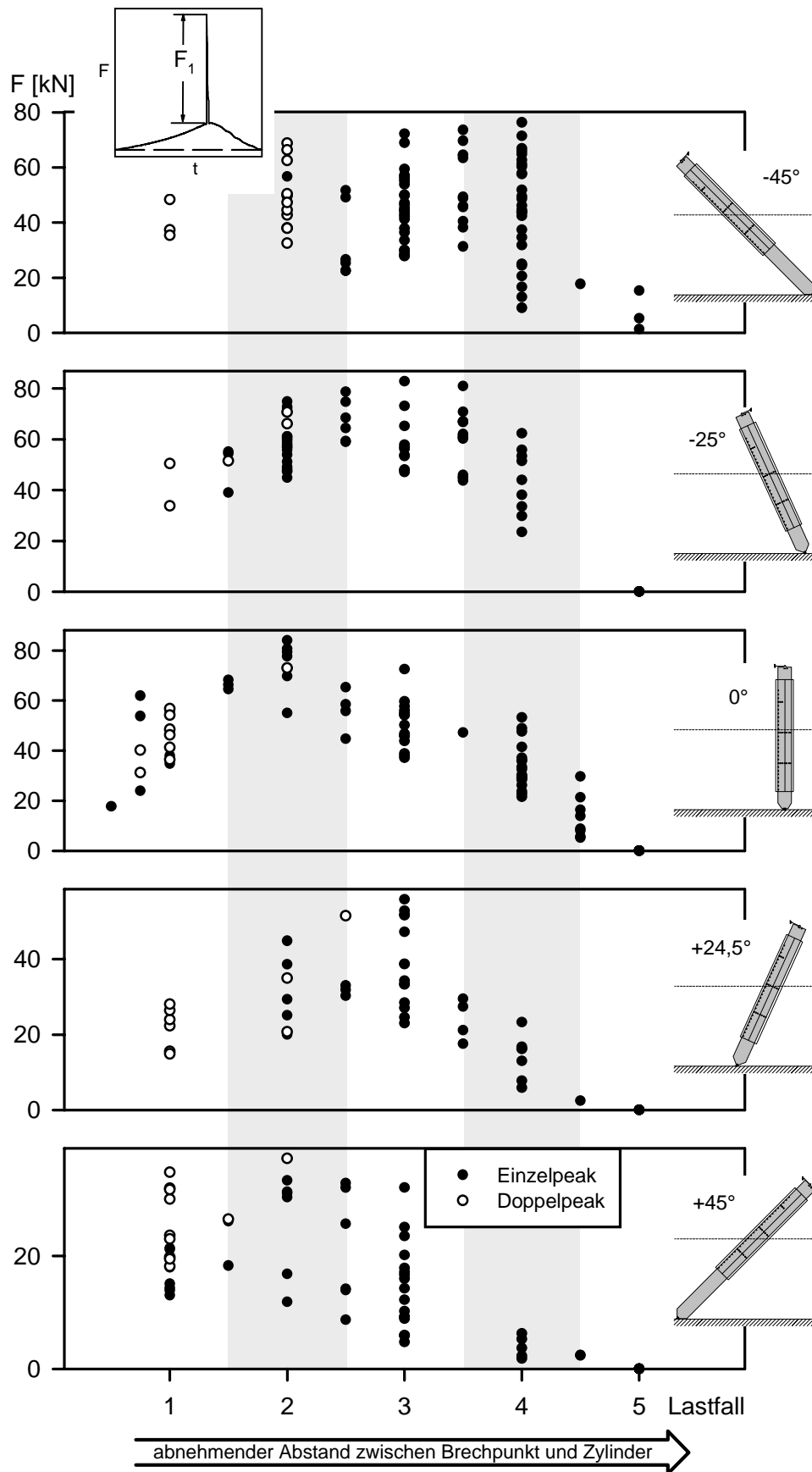


Abb. 5.27: Maximale Werte der Stoßkraft in Abhängigkeit von dem Lastfall

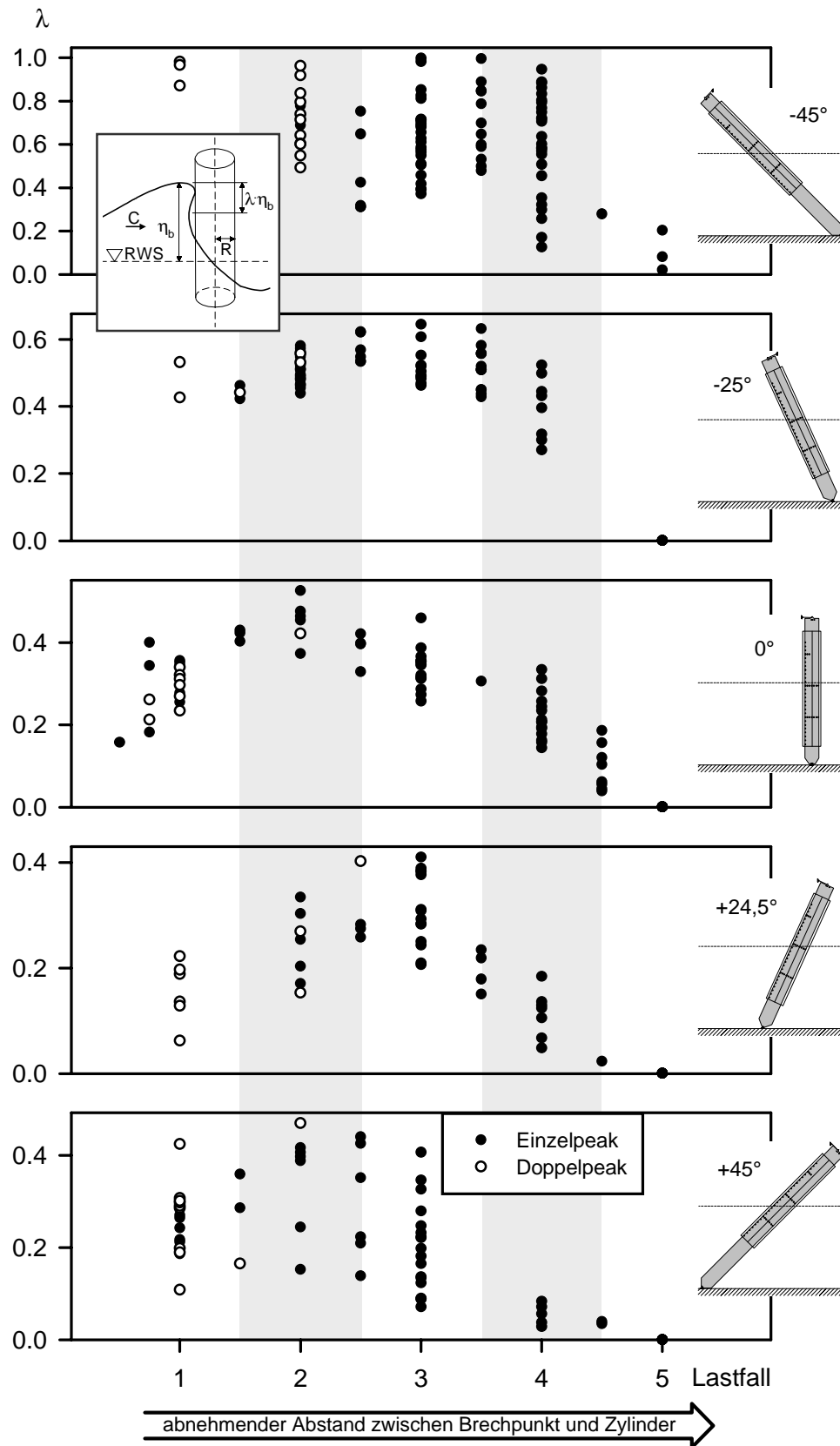


Abb. 5.28: Experimentell bestimmter curling Faktor für die verschiedenen Lastfälle

Die Aussagekraft dieser Analyse soll durch den Vergleich mit der nach dem Ansatz von Goda bestimmten Stoßkraft untermalt werden. Für den Ansatz nach Goda ergibt sich durch die Vernachlässigung der Verformung der freien Oberfläche des Wassers eine längere Druckstoßdauer als für den eigenen Ansatz. Der berechnete Responseverlauf weist daher sein Maximum, wie in Abb. 5.29 dargestellt, später auf als der aus dem eigenen Ansatz berechnete Verlauf der Antwort des Zylinders. Die Zeitdifferenz  $t_{\text{Diff}}$  zwischen den beiden Maxima ist abhängig von der zur Zylinderachse normalen Geschwindigkeit und der Eigenfrequenz der Zylinderschwingung. Für die verschiedenen Neigungen des Zylinders ( $0^\circ / +24,5^\circ (-25^\circ) / \pm 45^\circ$ ) mit den unterschiedlichen Frequenzen (11 Hz / 10 Hz / 6 Hz) nimmt die Zeitdifferenz  $t_{\text{Diff}}$  Werte im Bereich von Millisekunden ein (8 ms / 9,5 ms / 14 ms). Um diese Werte wird die Differenz  $\Delta t = t_{\text{gem}} - t_{\text{ber}}$  für den Ansatz nach Goda reduziert. Analog zu Abb. 5.30 sind die Werte von  $\Delta t$  in Abb. 5.31 für den Ansatz nach Goda aufgetragen.

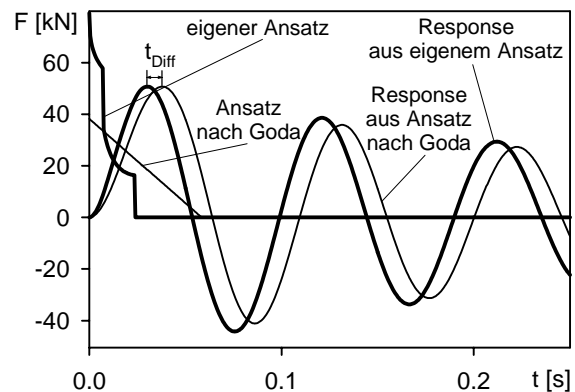


Abb. 5.29: Berechnete Faltung nach eigenem Ansatz und nach Goda

In Abb. (5.31) zeigt sich eine signifikante Verschiebung der Verteilung der Datenpunkte in den negativen Wertebereich, so daß die Werte nicht um die Abszisse herum angeordnet sind. Diese Verschiebung zeigt die zu lange Druckstoßdauer des Ansatzes nach Goda an.

Die größte Genauigkeit für die Bestimmung der Stoßkraft wird für Lastfall 3 erzielt. Wie aus Abb. 5.30 abzulesen ist, wird für diesen Lastfall der Zeitverlauf des Druckschlags durch die theoretische Beschreibung gut wiedergegeben. Die Annahme des zeitgleichen Druckstoßes über die Höhe der gesamten Druckschlagfläche wird am besten erfüllt.

Für die Lastfälle 1 und 2 muß ein Zeitverschub zwischen dem Aufprall der Brecherzunge und der Wellenfront berücksichtigt werden. Die Auflösung der beiden Peaks war teilweise nicht möglich. Die Interpretation der Kraftverläufe der Lastfälle 1 und 2 als Einzelpeak kann eine Überbewertung der maximalen Stoßkraft verursachen. Desweiteren ist die für den Druckstoß relevante Geschwindigkeit der Wassermasse durch die Beschleunigung der Brecherzunge mit einer größeren Unsicherheit belegt als die entsprechende Geschwindigkeit für Lastfall 3.

Für den Lastfall 4 wird die Stoßkraft wie für den Lastfall 3 durch einen Einzelpeak gut wiedergegeben. Allerdings werden niedrigere Werte für die Stoßkraft aus Lastfall 4 erwartet. Da für diesen Lastfall das Wellenbrechen unmittelbar am Zylinder stattfindet, wird die Druckschlagfläche teilweise durch den Wellenaufbau am Zylinder eingeschränkt.

Die größte Stoßbelastung wird für den Lastfall 3 erwartet, da der Druckstoß zeitgleich erfolgt und zugleich der Einfluß des Wellenaufbaus gering ist. Dagegen zeigt sich in Abb. 5.27, daß für den senkrechten Zylinder die maximale Stoßkraft für Lastfall 2 berechnet wurde. Diese maximalen Werte müssen der Überbewertung durch die vereinfachte Interpretation als Einzelpeak zugeordnet werden. Für den um  $+45^\circ$  geneigten Zylinder ergibt sich für die Lastfälle 1 und 2 eine nur geringfügig größere Belastung als für Lastfall 3. Der Vergleich mit Abb. 5.30 weist darauf hin, daß für diese Lastfälle die Dauer des Druckstoßes unterbewertet wird. Dies kann auf die Unsicherheit in der Bestimmung der für den Druckstoß relevanten Geschwindigkeit zurückgeführt werden. Aus der Unterbewertung der Dauer des Druckstoßes folgt unmittelbar die Überbewertung der maximalen Kraft. Für den um  $-45^\circ$  geneigten Zylinder wurde für Lastfall 4 eine minimal größere Belastung als für Lastfall 3 bestimmt. Berücksichtigt werden muß die Unsicherheit bei der Festlegung der Lastfälle. Die Einteilung erfolgte aus der visuellen Beobachtung der Experimente und ist daher subjektiv.

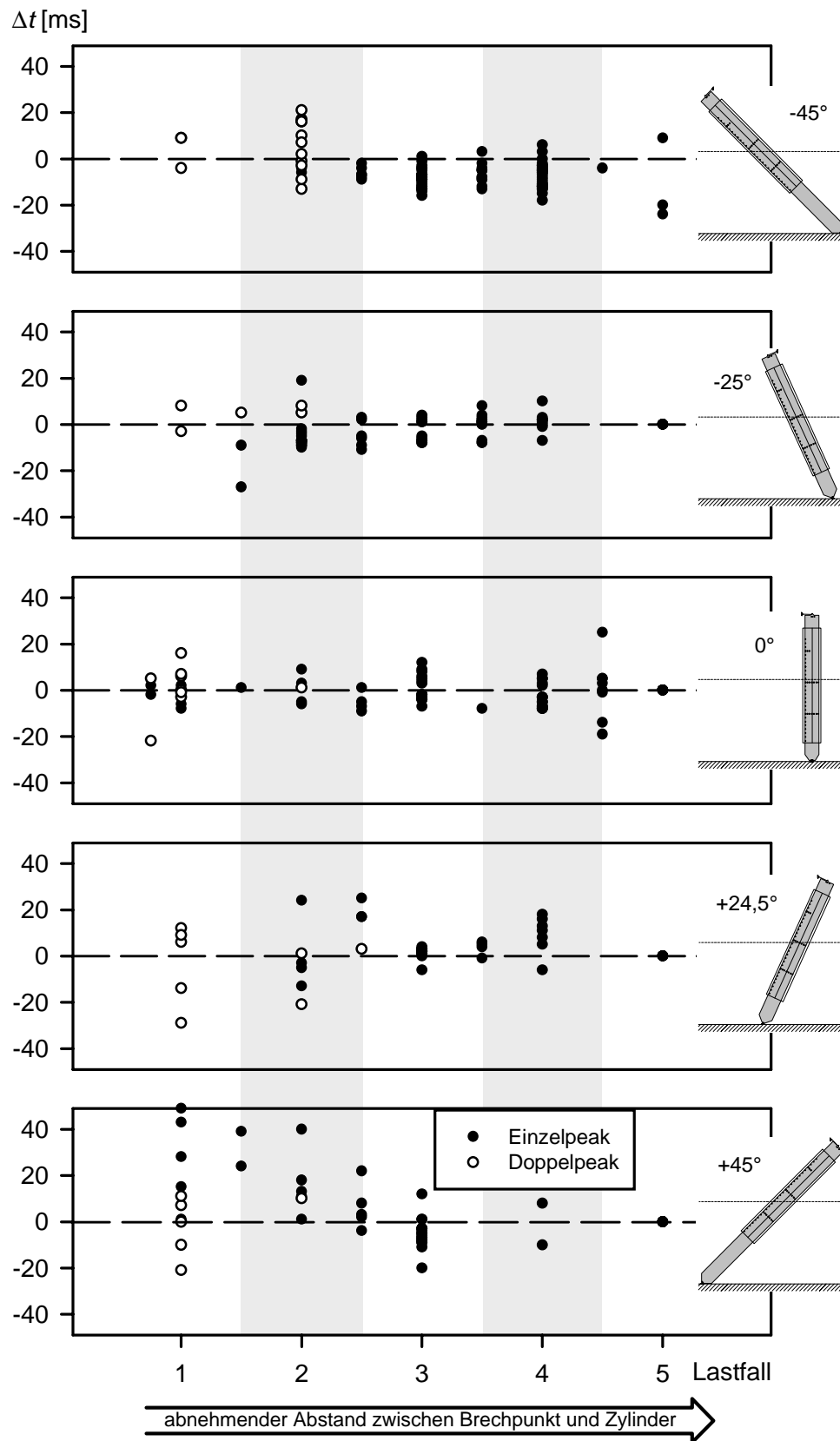


Abb. 5.30: Zeitdifferenz  $\Delta t = t_{\text{gem}} - t_{\text{ber}}$  für die unterschiedlichen Zylinderneigungen und Lastfälle (vgl. Abb. 5.24)

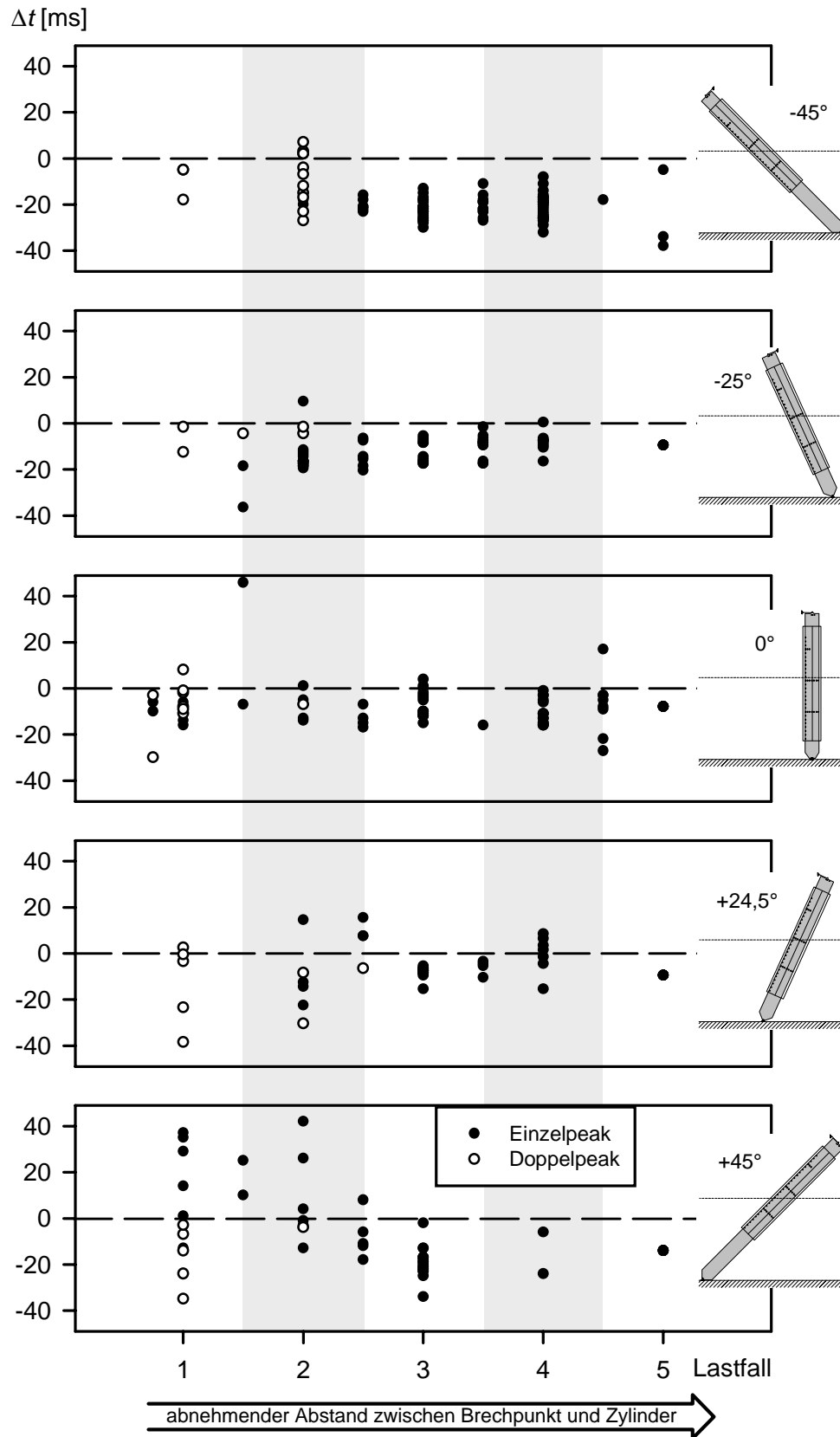


Abb. 5.31: Zeitdifferenz  $\Delta t$  für den Ansatz der Stoßkraft nach Goda für die unterschiedlichen Zylinderneigungen und Lastfälle (vgl. Abb. 5.30)



Die für den Lastfall 3 ermittelten Werte weisen nicht nur die beste Genauigkeit auf, sondern repräsentieren zugleich die maximale Belastung. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich daher auf den Lastfall 3.

Die maximale Linienkraft wirkt zu Beginn des Stoßes. Aus Gl. (3.58) läßt sich der Maximalwert der Linienkraft ablesen, indem der Zeitpunkt  $t=0$  gewählt wird und der Winkel  $\gamma$  zwischen der Ausbreitungsrichtung der Wassermasse und der Normalen zur Zylinderachse gleich dem Neigungswinkel  $\alpha$  des Zylinders gesetzt wird:

$$f = 2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot R \cdot C^2 \cdot \cos^2 \alpha \quad (5.22)$$

Für den Maximalwert der Linienkraft ergibt sich eine Proportionalität zum Quadrat des Kosinus vom Neigungswinkel. In Abb. 5.32 ist diese Abhängigkeit aufgetragen.

Die maximale Stoßkraft als Funktion des Neigungswinkels kann in Abb. 5.27 aus den experimentell bestimmten Werten für den Lastfall 3 abgelesen werden und ist in Abb. 5.33 dargestellt. Für jeden der Neigungswinkel sind der Mittelwert, der Maximal- und der Minimalwert aufgetragen. Die größten Werte für die Stoßkraft ergeben sich für den Neigungswinkel  $\alpha = -25^\circ$ . Dieses Ergebnis stimmt mit den Resultaten von Tanimoto et al. (1986) überein, die eine wachsende Stoßkraft für die zunehmende Neigung des Zylinders gegen die Wellenrichtung ermittelt haben. Die Versuche von Tanimoto et al. waren auf Neigungswinkel beschränkt, deren Betrag kleiner  $30^\circ$  war. Die in Abb. 5.33 aufgetragenen Maximalwerte der im GWK ermittelten Stoßkraft zeigen, daß die Ergebnisse von Tanimoto et al. nicht auf betragsmäßig größere Neigungswinkel übertragen werden können. Für den Neigungswinkel  $\alpha = -45^\circ$  sind die Werte der maximalen Stoßkraft geringer als für den Winkel  $\alpha = -25^\circ$ .

Das Verhältnis der Stoßkraft zu der Linienkraft liefert die Höhe der Druckschlagfläche. Diese Höhe, bezogen auf die maximale Wasserspiegelauslenkung der brechenden Welle, wird durch den curling Faktor  $\lambda$  angegeben. Die Werte des curling Faktors für Lastfall 3 können aus Abb. 5.28 entnommen werden. In Abb. 5.34 sind der Mittelwert, der Maximal- und der Minimalwert des curling Faktors in Abhängigkeit vom Neigungswinkel des Zylinders dargestellt.

Für den senkrechten Zylinder ergibt sich ein maximaler curling Faktor von 0,46. Dieser Wert stimmt mit den Angaben aus der Literatur überein. Der üblicherweise zitierte Wert beruht auf Goda (1966) und beträgt  $\lambda = 0,4-0,5$  für Sturzbrecher.

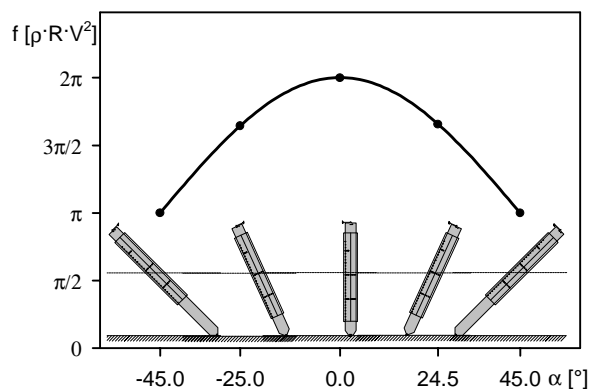


Abb. 5.32: Maximalwerte der Linienkraft für Lastfall 3

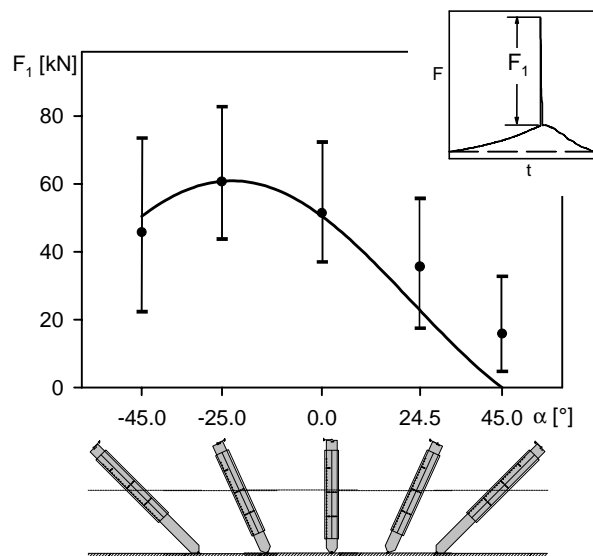


Abb. 5.33: Maximale Stoßkraft  $F_1$  für Lastfall 3

Mit zunehmender Neigung des Zylinders gegen die Wellenrichtung wächst die Höhe der Druckschlagfläche. Dagegen wird die Höhe der Druckschlagfläche bei der Neigung des Zylinders mit der Wellenrichtung vermindert.

Die Abhängigkeit der Höhe der Druckschlagfläche von dem Neigungswinkel des Zylinders kann anschaulich analysiert werden. Zum einen hängt die Höhe von dem Kehrwert des Kosinus vom Neigungswinkel  $\alpha$  ab. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 5.35 skizziert. Wird die Höhe der Druckschlagfläche auf einen gewissen Teil der Wasserspiegelauslenkung der brechenden Welle bezogen, muß die Projektion der Wasserspiegelauslenkung auf die Staulinie des Zylinders betrachtet werden. Die Länge der Projektion wächst mit dem Betrag des Neigungswinkels. Der Druckschlagbereich in Abb. 5.35 ist umgekehrt proportional zum Kosinus des Neigungswinkels.

Zum zweiten ist die Höhe der Druckschlagfläche abhängig von dem Winkel zwischen der Wellenfront und der Staulinie des Zylinders (Abb. 5.36). Dieser Winkel ist gleich der Differenz zwischen dem Neigungswinkel  $\alpha$  des Zylinders und der Neigung der Wellenfront  $\beta$ . Für eine vorgegebene Neigung der Wellenfront von  $\beta = -45^\circ$  ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten.. Der Winkel  $\beta = -45^\circ$  stimmt allerdings nicht mit der Steilheit der Wellenfront überein (s. Tab. 4.2). Die Werte für die Frontsteilheit betragen  $\varepsilon_{X,B} = 0,55 - 0,8$ , was einem Winkel von  $\beta = -51^\circ - -61^\circ$  entspricht. Der Unterschied erwächst daraus, daß die Projektion der Druckschlagfläche auf die Wellenfront nur etwa die Hälfte der Wasserspiegelauslenkung oberhalb des Ruhewasserspiegels überdeckt. Da die Wellenfront in dem oberen Bereich steiler ist, stimmt der Winkel von  $\beta = -45^\circ$  mit der Form der für die Versuche verwendeten, brechenden Welle überein (vgl. Abb. 5.2).

Die durchgezogene Linie in Abb. 5.34, die die Abhängigkeit des curling Faktors  $\lambda$  von der Zylinderneigung  $\alpha$  beschreibt, ist von dem Kosinus des Winkels zwischen Wellenfront und Staulinie des Zylinders, sowie von dem Kehrwert des Kosinus des Neigungswinkels abhängig.

$$\lambda \sim \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos \alpha} \quad (5.23)$$

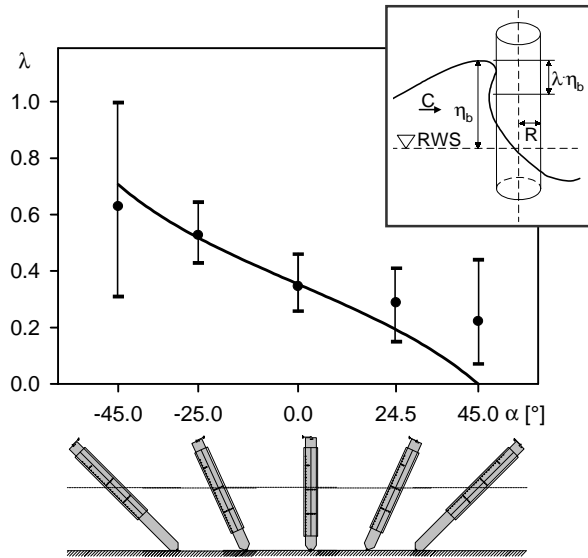


Abb. 5.34: Curling Faktor  $\lambda$  für Lastfall 3

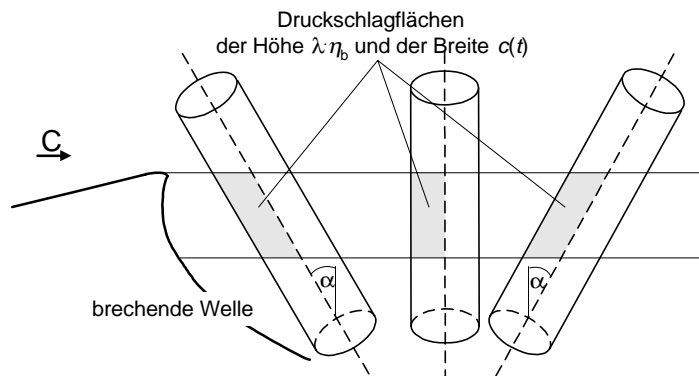


Abb. 5.35: Skizze des Aufschlags einer brechenden Welle auf einen geneigten Zylinder

Unter Berücksichtigung der Proportionalität der maximalen Linienkraft zum Quadrat des Kosinus von dem Neigungswinkel ergibt sich für die durchgezogene Linie in Abb. 5.33, die die Abhängigkeit der Stoßkraft von der Zylinderneigung wiedergibt, die Proportionalität zu dem Produkt der beiden Kosinusfunktionen aus Gl. (5.23).

$$F_1 \sim \cos(\alpha - \beta) \cdot \cos \alpha \quad (5.24)$$

Der Maximalwert der maximalen Stoßkraft für den Neigungswinkel  $\alpha = -25^\circ$  wird durch die Abhängigkeit aus Gl. (5.24) gut wiedergegeben. Lediglich für die Zylinderneigung in Wellenrichtung zeigen sich Abweichungen der Mittelwerte der maximalen Stoßkraft von dem Verlauf nach Gl. (5.24). Die Werte für die Stoßkraft werden nach Gl. (5.24) unterschätzt. Diese Abweichung wird durch die Ungenauigkeit bei der Festlegung des Wertes für den Neigungswinkels  $\beta$  der Wellenfront verursacht. Für die Neigungen des Zylinders in Wellenrichtung nimmt die Höhe der Druckschlagfläche ab. Deshalb ist der Verlauf der Wasseroberfläche in dem verkleinerten Bereich der Projektion der Druckschlagfläche auf die Wellenfront steiler als die durch den Winkel  $\beta = -45^\circ$  vorgegebene Form.

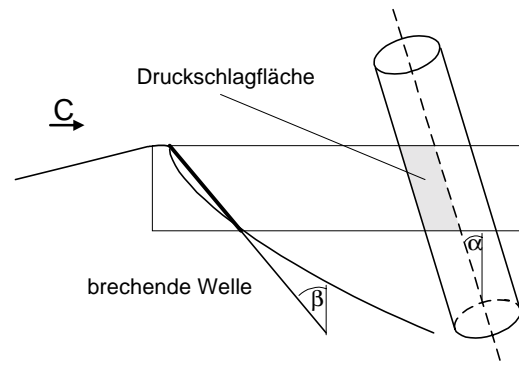


Abb. 5.36: Skizze des Aufschlags einer brechenden Welle auf einen geneigten Zylinder

### 5.3.6 Zusammenfassung und Bewertung

Die Belastung des Zylinders durch die aufschlagende brechende Welle wurde mit zwei unabhängigen Meßprinzipien ermittelt, nämlich mit Druckmessungen auf der Oberfläche des Zylinders und mit der Gesamtkraftmessung in den Lagern. Die zur Bestimmung der Gesamtkräfte aufgezeichneten Signale der Dehnmeßstreifenapplikationen in den Lagern sind durch das Responseverhalten des Zylinders überlagert. Daher wurde eine Methode zur Entfaltung der Stoßkraft und der Antwort des Zylinders entwickelt. In diese Methode geht die theoretische Beschreibung des Druckschlags ein, da ein Zeitverhalten für die Stoßkraft vorgegeben werden muß.

Der Vergleich der Zeitpunkte des Beginns des Druckstoßes, die unabhängig aus den Druckmeßdosen und den Dehnmeßstreifen bestimmt wurden, bestätigen den aus der theoretischen Beschreibung übernommenen Zeitverlauf.

Der in der theoretischen Beschreibung enthaltene, experimentell zu ermittelnde curling Faktor wurde aus den Meßwerten bestimmt. Für die verwendeten brechenden Wellenpakete hat sich eine Abhängigkeit von dem Neigungswinkel des Zylinders ( $-45^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$ ) und dem Neigungswinkel der Brecherfront ( $\beta \approx -45^\circ$ ) ergeben.

Die Resultate für den curling Faktor decken sich mit geometrischen Betrachtungen. Allerdings ist der Wert für die Steilheit der Wellenfront  $\beta$  mit einer Unsicherheit belegt, da die Steilheit nicht konstant über die Front der brechenden Welle ist.

Die experimentelle Bestätigung der theoretischen Beschreibung war nur durch die Einteilung der Experimente in verschiedenen Lastfälle möglich. Für Lastfall 3 wurde die beste Übereinstimmung mit der theoretischen Beschreibung gefunden und zugleich stellt dieser Lastfall den maximalen Belastungsfall dar. Die theoretische Beschreibung der Stoßkraft liefert daher eine obere Grenze für die Druckschlagbelastung des Zylinders durch brechende Wellen.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Belastung von Zylindern durch brechende Wellen wurde analysiert, indem die auf den Zylinder einwirkende Kraft in einen quasistatischen und einen dynamischen Anteil zerlegt wurde. Der quasistatische Lastanteil wird durch die Morison Gleichung in guter Näherung beschrieben, und der dynamische Lastanteil wird dem Stoß der Wassermasse gegen den Zylinder zugeordnet. Zur Interpretation der Stoßbelastung wird die brechende Welle üblicherweise als senkrechte Wasserfront angenähert, die zeitgleich über die Höhe auf den senkrechten Zylinder auftrifft. Wird der Zylinder in oder gegen die Wellenrichtung geneigt, so ist gemäß der Annahme der senkrechten Wasserfront ein Zeitverschub für die Druckstöße in den verschiedenen Höhen am geneigten Zylinder zu erwarten. Diese Annahme wurde in der Beobachtung von Experimenten nicht bestätigt. Statt dessen zeigte sich ein Druckstoß, der sich ausgehend von einem Kontaktpunkt radial ausbreitete. Daraus ergibt sich für den geneigten Zylinder ein nahezu zeitgleicher Druckstoß über die Höhe.

Die Ausbreitung des Druckstoßes am Zylinder wurde theoretisch und experimentell untersucht, wobei beide Methoden miteinander korrelierten. Zum einen wurden Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen experimentell geprüft, und zum anderen wurden die Meßdaten unter Hinzunahme der theoretischen Ergebnisse analysiert. Auf diese Weise wurde eine analytische Beschreibung für den durch eine brechende Welle am Zylinder verursachten Druckschlag entwickelt.

### 6.1 Wichtige Ergebnisse

Ausgehend von der zweidimensionalen Beschreibung nach Wagner (1932), die experimentell verifiziert wurde, wurde die Beschreibung auf die gesamte Dauer des Druckschlags, bis die Vorderseite des Zylinders eingetaucht und die Eintauchbreite gleich dem Radius des Zylinders ist, extrapoliert und auf den dreidimensionalen Fall erweitert, so daß sich die folgende Beschreibung für die Stoßkraft ergeben hat:

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( 2 \cdot \pi - 2 \cdot \sqrt{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \right) \\ \text{für } 0 \leq t \leq \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \quad (6.1)$$

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t'} \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t' \cdot \operatorname{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t' \cdot \sqrt{6 \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t' \right) \\ \text{für } \frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \leq t' \leq \frac{12}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \text{ mit } t' = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \quad (6.2)$$

Damit ist die Dauer  $T$  des Druckstoßes (Eintauchbreite  $c(T) = R$ ) folgendermaßen festgelegt:

$$T = \frac{13}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \quad (6.3)$$

Die Stoßkraft ist abhängig von dem Abstand zwischen Brechpunkt und Zylinder. Maximale Kraftwirkung wird bei einer unmittelbar vor dem Zylinder brechenden Welle ausgeübt. Für diesen Lastfall ist die für den Druckschlag relevante Geschwindigkeit  $V$  gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit  $C$  am Brechpunkt. Experimentell wurde für Sturzbrecher die Übereinstimmung der maximalen horizontalen Partikelgeschwindigkeit in der brechenden Welle mit der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit bestätigt. Aus der Abhängigkeit der Stoßkraft von der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit läßt sich eine Beziehung zwischen der Stoßkraft und charakteristischen Wellenparametern ableiten (vgl. 6.2).

Die Stoßkraft ist proportional zum experimentell zu bestimmenden curling Faktor. Der curling Faktor wiederum ist abhängig von der Neigung des Zylinders  $\alpha$  und der Neigung der Wellenfront  $\beta$ . Für den maximalen Lastfall der durchgeführten Experimente wurde die folgende Proportionalität für den curling Faktor ermittelt:

$$\lambda \sim \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos \alpha} \text{ für } (-45^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ) \text{ und } (\beta \approx -45^\circ) \quad (6.4)$$

$$\text{mit } \lambda \approx 0,46 \text{ für } \alpha = 0^\circ \quad (6.5)$$

Befindet sich der Brechpunkt der Welle deutlich vor dem Zylinder, so erfolgt ein zweifacher Druckstoß am Zylinder durch den Aufschlag der Brecherzunge und dem nachfolgenden Aufschlag der Wellenfront. Dieser Lastfall kann durch Gl. (6.1) und Gl. (6.2) beschrieben werden, sofern die Beschleunigung der Brecherzunge berücksichtigt wird, und niedrigere Werte für den curling Faktor angesetzt werden. Es haben sich für den Lastfall der deutlich vor dem Zylinder brechenden Welle geringere Stoßbelastungen ergeben als für die unmittelbar vor dem Zylinder brechenden Wellen.

Die mathematische Beschreibung des Druckschlags nach Gl. (6.1) und Gl. (6.2) mutet im Vergleich zu dem linearen Kraftverlauf nach Gl. (2.5) kompliziert an. Hinter der mathematischen Beschreibung verbirgt sich aber lediglich das physikalische Prinzip der Verformbarkeit der freien Oberfläche. Durch den pile-up Effekt wird das von dem Zylinder verdrängte Wasser am Rand der Kontur aufgestaut, so daß der Eintauchprozeß beschleunigt wird. Außerdem begründet sich aus der Verformung der Oberfläche der zeitgleiche Druckstoß entlang der Höhe des Zylinders. Die Verformung der freien Oberfläche reduziert die Dauer des Druckstoßes um mehr als die Hälfte und führt zu einer Verdoppelung der maximalen Linienkraft. Dieser Effekt darf bei dem Aufschlag der brechenden Welle auf den Zylinder nicht vernachlässigt werden und wurde durch die experimentellen Untersuchungen bestätigt. Die Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Resultate rechtfertigt zudem die für die theoretischen Rechnungen getroffenen Annahmen. Auf diese Weise ist nachgewiesen worden, daß der Druckstoß am Zylinder nicht durch eingeschlossene Luft gedämpft wird.

Die Analyse der Stoßkraft erfolgte unter Anwendung neuer Versuchstechniken und Auswertemethoden. Zum einen wurden zur Erzeugung brechender Wellen Gaußsche Wellenpakete im GWK eingesetzt. Durch die Vorgabe des Konzentrationspunkts des Wellenpakets konnte der Brechpunkt auf der ebenen Kanalsohle festgelegt und variiert werden. Hohe Meßfrequenzen konnten verwendet werden, da die Versuche jeweils lediglich ein Wellenereignis umfaßten. Mit den hohen Meßfrequenzen konnten die Druckverläufe im Zeitbereich von Zehntelmillisekunden aufgelöst werden.

Zum anderen wurden zur Analyse kurzzeitiger, zeitlich nicht aufgelöster Prozesse verschiedene Methoden zur Entfaltung implementiert. Beeinflussungen durch die Apparatefunktionen der Sensoren können mit der Entfaltung aus den Meßwerten eliminiert werden. Weiterhin kann das Responseverhalten einer Struktur durch die Entfaltung bei der Datenanalyse berücksichtigt werden. Die einfachste Methode zur Entfaltung stellt die sukzessive Lösung der Summe, in die das Faltungsintegrals umgewandelt werden kann, dar. Diese Methode wurde zur Entfaltung der Signale der Flügelradsonden eingesetzt, um die

Partikelgeschwindigkeit im Wellenberg und in der Brecherzunge zu bestimmen. Sind die Meßdaten mit einer Schwingung gefaltet, kann die Lösung nicht durch die sukzessive Lösung der Summe bestimmt werden. In diesem Fall muß das Integral numerisch unter Variation eines Ansatzes gelöst werden. Diese Methode wurde zur Bestimmung der auf den Zylinder wirkenden Stoßkraft angewendet.

## 6.2 Ausblick

Die Stoßkraft wurde in Abhängigkeit der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit bestimmt. Bei den experimentellen Untersuchungen wurde die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit nicht variiert. Es wurden lediglich brechende Wellenpakete mit annähernd konstanter Geschwindigkeit für die Versuche verwendet. Für diese Wellenpakete war eine Übertragung der Abhängigkeit auf andere Wellenparameter, die die brechenden Wellen charakterisieren, nicht möglich. Statt einer Abhängigkeit von der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ist für die praktische Anwendung zur Berechnung der Stoßkraft durch brechende Wellen eine Abhängigkeit von der Brecherhöhe anzustreben. Diese Abhängigkeit ist aus den Experimenten mit den Gaußschen Wellenpaketen nicht zu bestimmen. Es müssen daher Versuche mit Wellen durchgeführt werden, die an einer Böschung brechen. Für diese Wellen kann eine Abhängigkeit der Brecherhöhe von der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit bestimmt werden. Sämtliche brechende Gaußsche Wellenpakete wiesen zudem eine ähnliche Steilheit der Brecherfront auf. Mit brechenden Wellen an einer Böschung ist die Abhängigkeit der Stoßkraft von der Variation der Wellensteilheit zu bestimmen. Schließlich wurden bei dem Brechen der Wellenpakete nur Sturzbrecher ausgebildet. Experimente zur Stoßbelastung durch Schwallbrecher können gleichfalls an einer Böschung ausgeführt werden. Der curling Faktor muß für die verschiedenen Bedingungen experimentell bestimmt werden.

Es ist davon auszugehen, daß die aus den Versuchen mit den Gaußschen Wellenpaketen bestimmten Stoßkräfte eine obere Grenze für die Stoßbelastung durch brechende Wellen darstellen. Für Schwallbrecher ist die Anwendung von Gl. (6.1) und Gl. (6.2) zur Beschreibung des Druckschlags zu hinterfragen. Lufteinschlüsse in dem Schwallbrecher dämpfen den Druckschlag. Daher wird in der theoretischen Beschreibung die Dauer des Druckschlags überschätzt und die maximale Kraft zugleich überbewertet. Für Sturzbrecher muß der doppelte Druckstoß durch Brecherzunge und Brecherfront berücksichtigt werden, da bei einer Interpretation als Einzelstoß die maximale Stoßkraft überschätzt werden kann.

Die Gaußschen Wellenpakete sind hervorragend geeignet um die physikalischen Prozesse bei der Wechselwirkung zwischen Bauwerk und brechender Welle systematisch zu untersuchen. Eine direkte Übertragung der Resultate auf Bemessungsgleichungen ist aber nicht möglich. Der Einsatz der Gaußschen Wellenpakete eröffnet weitergehende Möglichkeiten zur Untersuchung brechender Wellen im GWK. Zum einen kann die Energieumsetzung beim Brechen der Welle im großen Maßstab aus dem Energieverlust in einem Wellenpaket bestimmt werden. Desweiteren kann der Brechprozeß systematisch untersucht werden, da die Vorgabe des Konzentrationspunkts eine ortsfeste Installation der Meßaufnehmer gestattet. Auf diese Weise können die Ausbreitung der Brecherzunge und der Aufschlag der Brecherzunge auf die Wasseroberfläche analysiert werden.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß die Verformung der freien Oberfläche für den Stoß der brechenden Welle am Zylinder nicht vernachlässigt werden darf. Der Einfluß dieses Effektes auf die Stoßbelastung durch brechende Wellen ist allgemein zu berücksichtigen, wobei allerdings zu erwarten ist, daß der Einfluß der Verformbarkeit der freien Oberfläche vernachlässigt werden kann, sobald der Druckschlag durch Lufteinschlüsse gedämpft wird.

## Summary

The impact on slender cylinders due to breaking waves has been analyzed by a distribution of the load into a quasistatic and a dynamic part. The quasistatic load is given by the Morison equation in a good approach, whereas the dynamic part is related to the impact of a mass of water on the cylinder. For analyzing the impact, the breaking wave is usually approximated by a vertical wall of water, which hits the cylinder simultaneously along the height of the impact area. According to this approximation, a time shift between different levels is expected when the breaking wave hits a cylinder which is inclined against or towards wave direction. This time shift was defeated by the experimental investigations. It was shown, that the impact spreads radially around a contact point. Therefore, the impact takes place almost simultaneously at different levels of the inclined cylinder.

The spreading of the impact at the cylinder has been examined theoretically and experimentally. Both methods were set in correlation to each other. On the one hand the theoretical results were checked experimentally, on the other hand the analysis of the measured data was done according to theoretical results. In this way an analytical description of the impact on a cylinder due to a breaking wave was developed.

According to the two-dimensional description of Wagner (1932), which was proved experimentally, a description was developed for the total duration of the impact. The impact starts when there is the first contact between cylinder and mass of water and the impact is finished when the front side of the cylinder is immersed and the immersed width is equal to the radius of the cylinder. This description was extended to the three dimensional case so that the following analytical description of the impact force was developed:

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( 2 \cdot \pi - 2 \cdot \sqrt{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{1}{4} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t \right)$$

for  $0 \leq t \leq \frac{1}{8} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$  (6.1)

$$F = \lambda \cdot \eta_b \cdot \rho \cdot R \cdot V^2 \cdot \cos^2 \gamma \cdot \left( \pi \cdot \sqrt{\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{\frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t'} \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{8}{3} \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t' \cdot \text{Artanh} \sqrt{1 - \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t' \cdot \sqrt{6 \cdot \frac{V \cdot \cos \gamma}{R}} \cdot t' \right)$$

for  $\frac{3}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \leq t' \leq \frac{12}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$  with  $t' = t - \frac{1}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma}$  (6.2)

In this way the duration  $T$  of the impact (immersed width  $c(T) = R$ ) is determined as follows:

$$T = \frac{13}{32} \cdot \frac{R}{V \cdot \cos \gamma} \quad (6.3)$$

The impact depends on the distance between breaking location and cylinder. The maximum impact force acts on the cylinder when the wave is breaking immediately in front of the cylinder. For this loading case (loading case 3) the velocity  $V$  of the mass of water hitting the cylinder corresponds with the wave celerity  $C$  at the breaking location. The equality of the wave celerity and the maximum horizontal water particle velocity was experimentally confirmed for plunging breakers. In this way the impact force can be described in dependency on the wave celerity and furthermore an expression in dependency on characteristic wave parameters can be given.

The impact is proportional to the curling factor which must be determined experimentally. The curling factor depends on the yaw angle of the cylinder  $\alpha$  and on the angle of inclination of the breaker front  $\beta$ . For loading case 3 with maximum force the following dependency of the curling factor was determined experimentally:

$$\lambda \sim \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos \alpha} \text{ for } (-45^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ) \text{ and } (\beta \approx -45^\circ) \quad (6.4)$$

$$\text{with } \lambda \approx 0,46 \text{ for } \alpha = 0^\circ \quad (6.5)$$

When the wave is breaking far in front of the cylinder, the force acting on the cylinder shows a double-peak. The first peak is related to the impact of the breaker tongue and the second peak is caused by the impact of the following wave front. This loading case can be described by eq. (6.1) and eq. (6.2), when the acceleration of the breaker tongue due to gravitation is considered and the value of the curling factor is reduced. For this loading case, when the wave is breaking far in front of the cylinder, the force acting on the cylinder is lower than for the loading case, when the wave is breaking immediately in front of the cylinder.

The analytical description of the impact according to eq. (6.1) and eq. (6.2) seems to be much more complicate than the linear force time history according to eq. (2.5). But the only difference between these two mathematical descriptions is, that the first one includes the physical principle of the deformation of the free water surface. By the so called pile-up effect the water which is pushed away by the cylinder is accumulated at the edge of the contour. In this way the immersion is accelerated. Besides, the simultaneous impact for different levels at the cylinder is caused by the deformation of the free water surface. The duration of the impact is reduced by more than a half and the maximum line force is doubled due to the deformation of the free water surface. The pile-up effect must not be ignored when the impact on a cylinder due to a breaking wave is analysed. This effect has been proved experimentally.

The agreement between the theoretical and experimental results justifies the approaches which were made for the theoretical description. In this way it is proved that the impact at the cylinder is not damped by entrapped air.

For the analysis of the impact force new methods were developed and applied for the experiments and for the evaluation of the measured data. On one side the breaking waves were generated by Gaussian wave packets. This technique was used for the first time in the Large Wave Channel for a systematic investigation. The point of concentration of the wave packet can be predetermined and it can be varied along the wave flume. In this way the breaking location is determined and can be shifted systematically. Wave breaking takes place above a flat bottom, no slope is needed. Since each test is composed by a single wave packet, there is only one wave event at the cylinder for each test and therefore the data was sampled only for a short time and high sampling frequencies could be applied. Pressure time histories could be resolved in the range up to the tenth part of a millisecond due to the high sampling frequencies.



On the other side different methods for the deconvolution were applied. The deconvolution was used for the analysis of measured data which were not resolved in time. In this way the influence of response functions of probes can be eliminated. Furthermore the response of a structure can be considered by the deconvolution. The most simple method for the deconvolution is to transform the convolution integral into a sum and to solve that sum successively. This method was used to deconvolute the data measured with the micro propellers in order to determine the water particle velocities in the wave crests and breaker tongues. If a measured time history is convoluted with an oscillation, the method of the successive sums cannot be applied. For this case, the convolution integral must be solved numerically by the variation of a first approach. This method was used for the evaluation of the measured total forces at the bearings of the test cylinder in order to determine the actual acting impact force.

## Nomenclature

$c$	immersed width of the impact area
$C$	wave celerity
$C_d$	drag coefficient for the line force
$C_D$	drag coefficient for the total force
$C_m$	inertia coefficient for the line force
$C_M$	inertia coefficient for the total force
$d$	water depth
$D$	diameter of the cylinder
$f$	line force
$f_d$	drag line force
$f_m$	inertia line force
$F$	force
$F_0$	maximum total force
$F_1$	maximum impact force
$F_2$	maximum quasistatic force
$F_d$	drag force
$F_I$	impact force
$F_m$	inertia force
$g$	gravitational acceleration
$H$	wave height
$H_b$	wave height at the breaking location
$p$	pressure
$R$	radius of the cylinder
$t$	time
$t_0$	instant of $F_0$
$t_1$	instant of $F_1$
$t_2$	instant of $F_2$
$t_{ber}$	instant of the maximum calculated response of the cylinder
$t_{gem}$	instant of the maximum measured force
$T$	duration of the impact
$u$	horizontal particle velocity in the wave
$u(c)$	auxiliary function according to eq. (3.3)
$V$	velocity of the mass of water
$V_{\perp}$	component of the velocity perpendicular to the cylinder's axis
$v_n$	velocity of the potential flow perpendicular to the flat plate
$x,y,z$	coordinates (s. Fig. 4.1)

**Nomenklatur**

$c$	eingetauchte Breite der Druckschlagfläche
$C$	Wellenfortschrittsgeschwindigkeit
$C_d$	Widerstandsbeiwert für Linienkraft
$C_D$	Widerstandsbeiwert für Gesamtkraft
$C_m$	Trägheitsbeiwert für Linienkraft
$C_M$	Trägheitsbeiwert für Gesamtkraft
$d$	Wassertiefe
$D$	Durchmesser des Zylinders
$f$	Linienkraft
$f_d$	Strömungslinienkraft
$f_m$	Trägheitslinienkraft
$F$	Kraft
$F_0$	maximale Gesamtkraft
$F_1$	maximale Stoßkraft
$F_2$	maximale quasistatische Kraft
$F_d$	Strömungskraft
$F_I$	Stoßkraft
$F_m$	Trägheitskraft
$g$	Gravitationsbeschleunigung
$H$	Wellenhöhe
$H_b$	Wellenhöhe am Brechpunkt
$p$	Druck
$R$	Radius des Zylinders
$t$	Zeitvariable
$t_0$	Zeitpunkt von $F_0$
$t_1$	Zeitpunkt von $F_1$
$t_2$	Zeitpunkt von $F_2$
$t_{ber}$	Zeitpunkt der maximalen, berechneten Zylinderantwort
$t_{gem}$	Zeitpunkt der maximalen, gemessenen Kraft
$T$	Dauer des Druckstoßes
$u$	horizontale Partikelgeschwindigkeit in der Welle
$u(c)$	Hilfsfunktion nach Gl. (3.3)
$V$	Geschwindigkeit der Wassermasse
$V_{\perp}$	zur Zylinderachse normale Geschwindigkeitskomponente
$v_n$	Geschwindigkeit der Potentialströmung normal zur ebenen Platte
$x,y,z$	Koordinaten (s. Abb. 4.1)

---

$\alpha$	yaw angle of the cylinder (s. Fig. 4.3)
$\beta$	angle of inclination for the wave front according to Fig. 5.36 or for the breaker tongue according to Fig. 5.20
$\gamma$	angle between the direction of the motion of the mass of water and the perpendicular to the cylinder's axis
$\theta$	angle according to Fig. 3.16
$\eta$	free water surface
$\eta_b$	maximum elevation of the free water surface
$\rho$	density of water
$\Phi$	velocity potential
$c_w$	sonic velocity in water
$\nu$	kinematic viscosity
$\lambda$	curling factor
$\lambda'$	vertical asymmetry factor of the breaking wave
$\mu$	horizontal asymmetry factor of the breaking wave
$\varepsilon_{\chi,B}$	front steepness of the breaking wave

---

$\alpha$	Neigungswinkel des Zylinders (s. Abb. 4.3)
$\beta$	Neigung der Wellenfront nach Abb. 5.36 oder der Brecherzunge nach Abb. 5.20
$\gamma$	Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung der Wassermasse und Normalen zur Zylinderachse
$\theta$	Drehwinkel nach Abb. 3.16
$\eta$	freie Wasseroberfläche
$\eta_b$	maximale Erhebung der freien Wasseroberfläche
$\rho$	Dichte des Wassers
$\Phi$	Geschwindigkeitspotential
$c_w$	Schallgeschwindigkeit im Wasser
$\nu$	kinematische Zähigkeit
$\lambda$	curling Faktor
$\lambda'$	vertikaler Asymmetrie Faktor der brechenden Welle
$\mu$	horizontaler Asymmetrie Faktor der ,brechenden Welle
$\varepsilon_{\chi,B}$	Frontsteilheit der brechenden Welle

## Literaturverzeichnis

- APELT, C.J. und PIOREWICZ, J. (1987): Impact force as a part of the total breaking wave force on a vertical cylinder. Research Report No. CE78, University of Queensland
- BERGMANN, J (1985): Gaußsche Wellenpakete – Ein Verfahren zur Analyse des Seegangsverhaltens meerestechnischer Konstruktionen. Dissertationsschrift, TU Berlin
- BRONSTEIN, I.N. und SEMENDJAJEW, K.A. (1983): Taschenbuch der Mathematik. B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 21. Auflage
- CHAN, E.-S.; CHEONG, H.-F. und TAN, B.-C. (1995): Laboratory study of plunging wave impacts on vertical cylinders. Coastal Engineering, 25, 87-107
- CHAPLIN, J.R.; GREATER, C.A.; FLINTHAM, T.P. und SKYNER, D.J. (1992): Breaking wave forces on a vertical cylinder. Department of Energy Report, OTH 90-324
- CHUANG, S.-L. (1969): Theoretical investigations on slamming of cone-shaped bodies. Journal of Ship Research, 13, 276-283
- COINTE, R. und ARMAND, J.-L. (1987): Hydrodynamic impact analysis of a cylinder. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, 109, 237-243
- COINTE, R. (1989): Two-dimensional water-solid impact. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, 111, 109-114
- CUMBERBATCH, E. (1959): The impact of a water wedge on a wall. Journal of Fluid Mechanics, 7, 353-374
- DIJKMAN, M.W.J.W. (1988): A laboratory study of forces on vertical cylinders in shallow water due to irregular breaking waves. Proceedings of the Second International Symposium on Wave Research and Coastal Engineering
- EASSON, W.J. und GREATER, C.A. (1985): Forces on structures due to deep water breaking waves. Behaviour of Offshore Structures B, Amsterdam
- FABULA, A.G. (1957): Ellipse-fitting approximation of two-dimensional, normal symmetric impact of rigid bodies on water. Proceedings of the 5th Midwestern Conference on Fluid Mechanics, 299-315
- FALTINSEN, O.M. (1990): Sea loads on ships and offshore structures. Cambridge Ocean Technology Series
- GODA, Y. (1964): Wave forces on a vertical circular cylinder: Experiments and a proposed method of wave force computation. Report No. 8, Port and Harbour Technical Research Institute
- GODA, Y.; HARANAKA, S. und KITAHATA, M. (1966): Study on impulsive breaking wave forces on piles. Report Port and Harbour Technical Research Institute, 6, 5, 1-30 (in Japanisch) zusammengefaßt bei Sawaragi und Nochino (1984)
- GODA, Y. (1973): Wave forces on circular cylinders erected upon reefs. Coastal Engineering in Japan, 16, 137-146
- GRIFFITHS, M.W.; EASSON, W.J. und GREATER, C.A. (1992): Measured internal kinematics for shoaling waves with theoretical comparisons. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 118, 3, 280-299
- HALL, M.A. (1958): Laboratory study of breaking wave forces on piles. Technical Memorandum No. 106, Beach Erosion Board

- HONDA, T. und MITSUYASU, H. (1974): Experimental study of breaking wave force on a vertical circular cylinder. *Coastal Engineering in Japan*, 17, 59-70
- HOVDEN, S.I. und TØRUM, A. (1991): Wave forces on a vertical cylinder on a reef. *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Conference on Port and Coastal Engineering for Developing Countries*
- VON KARMAN, T. (1929): The impact on seaplane floats during landing. National Advisory Committee for Aeronautics. Technical Note No. 321
- KJELDSSEN, S.P.; TØRUM, A. und DEAN, R.G. (1986): Wave forces on vertical piles caused by 2- and 3-dimensional breaking waves. *Proceedings of the 20<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering, 1929-1943*
- KJELDSSEN, S.P. (1990): Breaking waves. A. Tørum, O.T. Gudmestad (eds.), *Water wave kinematics*, 453-473, Kluwer Academic Publishers
- KOROBKIN, A.A. (1996): Acoustic approximation in the slamming problem. *Journal of Fluid Mechanics*, 318, 165-188
- KYTE, A. und TØRUM, A. (1996): Wave forces on vertical cylinders upon shoals. *Coastal Engineering*, 27, 263-286
- LEAN, G.H. und HARRIS, R.P. (1973): Model study of the wave action on the Royal Sovereign Lighthouse. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, 55 (2), 353-370
- MYRHAUG, D. und KJELDSSEN, S.P. (1986): Steepness and asymmetry of extreme waves and the highest waves in deep water. *Ocean Engineering*, 13, 6, 549-568
- OCHI, M.K. und TSAI, C.-H. (1984): Prediction of impact pressure induced by breaking waves on vertical cylinders in random seas. *Applied Ocean Research*, 6, 3, 157-165
- REDDISH, H.J. und BASCO, D.R. (1987): Breaking wave force distribution on a slender pile. *Proceedings of the Conference on Coastal Hydrodynamics*, ASCE
- REINIUS, E. und SANDSTRÖM, Å. (1976): Wave action of offshore lighthouses. Document No. D12, Swedish Council for Building Research
- ROSS, C.W. (1959): Large-scale tests of wave forces on piling. Technical Memorandum No. 111, Beach Erosion Board
- SAWARAGI, T. und NOCHINO, M. (1984): Impact forces of nearly breaking waves on a vertical circular cylinder. *Coastal Engineering in Japan*, 27, 249-263
- SPARBOOM, U. (1986): Über die Seegangsbelastung lotrechter, zylindrischer Pfähle im Flachwasserbereich. Dissertation, Mitteilungen des Leichtweiß-Instituts der TU Braunschweig, Heft 93
- SUMER, B.M. und FREDSE, J. (1997): Hydrodynamics around cylindrical structures. *Advanced Series on Coastal Engineering-Vol. 12*, World Scientific
- TANIMOTO, K.; TAKAHASHI, S.; KANEKO, T. und SHIOTA, K. (1986): Impulsive breaking wave forces on an inclined pile exerted by random waves. *Proceedings of the 20<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering*, 3, 2288-2302
- TANIZAWA, K. und BERTRAM, V. (1998): Slamming. *Handbuch der Werften*, Band XXIV, Teil 1, Verlag C. Schroedter & Co.
- WAGNER, H. (1932): Über Stoß- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 12, 4, 193-215

- WATANABE, A. und HORIKAWA, K. (1974): Breaking wave forces on a large diameter cell. Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering, 1741-1760
- WIEGEL, R.L. (1982): Forces induced by breakers on piles. Proceedings of the 18<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering, 1699-1715
- ZHOU, D.; CHAN, E.S. und MELVILLE, W.K. (1991): Wave impact pressures on vertical cylinders. Applied Ocean Research, 13, 5, 220-234